

# **Abstimmbare Einfrequenz-Strahlquellen hoher Stabilität im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich**

Vom Fachbereich Physik  
der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**

**- Dr. rer. nat. -**

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Markus Bode  
geboren am 17.03.1970 in Hildesheim

1999

Referent: Prof. Dr. H. Welling

Korreferent: Prof. Dr. K. Danzmann

Tag der Promotion: 26.04.1999

# **Zusammenfassung**

**Markus Bode**

## **Abstimmbare Einfrequenz-Strahlquellen hoher Stabilität im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich**

**Schlagwörter:** Frequenzkonvertierte diodengepumpte Festkörperlaser, Einfrequenz-Betrieb, Optisch-parametrische Oszillation

Frequenzkonvertierte diodengepumpte Festkörperlaser im Einfrequenz-Betrieb besitzen das Potential, in zahlreichen wissenschaftlichen und meßtechnischen Anwendungsbereichen die bislang eingesetzten Gaslasersysteme zu ersetzen. Ziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung geeigneter abstimmbarer Einfrequenz-Strahlquellen in kurzwelligen Spektralbereichen mit hoher Gesamteffizienz auf der Basis nichtplanarer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser.

So wurde ein kompaktes, abstimmbares Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich mit hoher Effizienz realisiert, welches eine maximale kontinuierliche Ausgangsleistung von 1.2 Watt bei 532 nm mit beugungsbegrenzter Strahlqualität und hoher Frequenz- und Amplitudenstabilität erreicht. Die Emissionsfrequenz ist kontinuierlich über 15 bis 20 GHz abstimmbar, erstmals wurde zudem eine schnelle, dreieckförmige Frequenzabstimmung bei 532 nm mit bis zu 5 kHz über einen Frequenzbereich von mehr als einem GHz demonstriert.

Im blauen Spektralbereich konnte erstmalig ein hoch effizientes Einfrequenz-Lasersystem realisiert werden, welches eine kontinuierliche Ausgangsleistung von 0.5 Watt bei 473 nm erzielt und über 20 GHz modensprungfrei abstimmbar ist. Durch resonante Frequenzverdopplung des Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich konnte zudem eine Ausgangsleistung von über 100 mW im ultravioletten Spektralbereich bei 266 nm erzielt werden.

Zur Demonstration der hohen Frequenz- und Amplitudenstabilität wurde ein doppelt-resonanter optisch-parametrischer Oszillator im Dauerstrich-Betrieb mit extrem schmaler Linienbreite aufgebaut. Hier konnte erstmalig stabiler Einfrequenz-Betrieb ohne Modensprünge über mehrere Stunden in Kombination mit einer hohen Ausgangsleistung von nahezu 0.4 Watt demonstriert werden. Das erzeugte Frequenzpaar war hierbei im gesamten abgedeckten Wellenlängenbereich (120 nm) jeweils über 8 GHz ohne Modensprünge abstimmbar.

Parallel dazu wurden frequenzkonvertierte, passiv gütegeschaltete Einfrequenz-Lasersysteme aufgebaut, welche ausgehend von Pulsspitzenleistungen zwischen 40 und 50 kW bei 1064 nm, bis zu 22 kW Pulsspitzenleistung mit 240 mW mittlerer Leistung bei 532 nm und über 10 kW Pulsspitzenleistung mit 110 mW mittlerer Leistung bei 266 nm erreichen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden somit einsatzfähige Strahlquellen für zahlreiche wissenschaftliche und meßtechnische Anwendungen realisiert, welche abstimmbare, kurzwellige Strahlung im Einfrequenz-Betrieb mit hoher Stabilität und Ausgangsleistung erfordern.

# **Abstract**

**Markus Bode**

## **Tunable single-frequency light sources with high stability in the infrared, visible and ultraviolet spectral region**

**Key words:** Frequency-converted diode-pumped solid-state lasers, single-frequency operation, optical parametric oscillation

Frequency-converted diode-pumped solid-state lasers in single-frequency operation are attractive to substitute gas laser systems like argon ion or HeCd lasers in a growing number of scientific and industrial applications. This thesis deals with the development of highly efficient tunable single-frequency laser sources in the visible and ultraviolet spectral region based on nonplanar Nd:YAG miniature ring lasers in the infrared, suitable to fulfil this aim.

Using a resonant external cavity, a compact, frequency-tunable single-frequency laser system in the green spectral region with high overall efficiency has been developed, generating as much as 1.2 Watts continuous wave output power at 532 nm with diffraction limited beam quality and high amplitude and frequency stability. The continuous tuning range covers 15 - 20 GHz, moreover a fast frequency tuning at 532 nm with a chirp modulation of 5 kHz and a tuning range of more than 1 GHz has been demonstrated for the first time.

A highly efficient single-frequency laser system in the blue spectral region has been developed by a similar technique, combining for the first time a continuous wave output power of 0.5 Watts at 473 nm with a modehop-free tuning range of 20 GHz. Furthermore, fourth harmonic generation of the infrared laser at 1064 nm has been demonstrated, generating more than 100 mW of tunable ultraviolet radiation at 266 nm in single-frequency operation.

To demonstrate the high amplitude and frequency stability of the green laser system, it was used successfully as a pump source for a continuous wave doubly resonant optical parametric oscillator, known for its extremely high demands in these categories. Stable operation on a single axial mode pair without mode hops was achieved for several hours combined for the first time with a high output power of 0.4 Watts. Continuous modehop-free tuning over as much as 8 GHz was demonstrated, the overall tuning range was 120 nm.

In addition, frequency-converted passively *Q*-switched single-frequency laser systems have been developed. Starting with peak powers of 40 - 50 kW at 1064 nm, up to 22 kW peak power combined with 240 mW average output power at 532 nm and more than 10 kW peak power with 110 mW average output power at 266 nm have been demonstrated.

In conclusion, a variety of compact and efficient laser sources have been realized, suitable for various scientific and industrial applications, that require tunable single-frequency radiation in the visible or ultraviolet spectral region with high output power and stability.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Festkörperlaser im Einfrequenz-Betrieb . . . . .	5
2.2	Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen . . . . .	7
2.2.1	Näherungslösungen für ebene Wellen . . . . .	9
2.2.2	Phasenanpassung . . . . .	11
2.2.3	Berücksichtigung der Fokussierung . . . . .	16
2.3	Optimierung der Konversionseffizienz . . . . .	20
2.3.1	Leistungsüberhöhung im externen Resonator . . . . .	21
2.3.2	Impedanzanpassung . . . . .	26
2.3.3	Geometrische Optimierung . . . . .	28
2.4	Aktive Frequenzstabilisierung . . . . .	31
2.4.1	Regelsignalerzeugung durch Frequenzmodulation . . . . .	33
2.4.2	Regelsignalerzeugung durch Phasenmodulation . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Nd:YAG Miniatur-Ringlaser</b>	<b>37</b>
3.1	Das aktive Lasermaterial Nd:YAG . . . . .	37
3.2	Monolithische Nd:YAG Ringlaser . . . . .	39
3.3	Vier-Niveau-Laserbetrieb bei 1064 nm . . . . .	40
3.3.1	Aufbau und Laserkenndaten . . . . .	40
3.4	Quasi-Drei-Niveau-Laserbetrieb bei 946 nm . . . . .	41
3.4.1	Aufbau und Laserkenndaten . . . . .	42
3.5	Amplituden- und Frequenzstabilität . . . . .	43
3.5.1	Aktive Frequenzabstimmung . . . . .	44

<b>4</b>	<b>Resonante Frequenzkonversion</b>	<b>45</b>
4.1	Einfrequenz-Betrieb im grünen Spektralbereich . . . . .	45
4.1.1	Geeignete nichtlineare Kristalle . . . . .	46
4.1.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	47
4.1.3	Laserkenndaten . . . . .	49
4.1.4	Schnelle Frequenzabstimmung . . . . .	52
4.2	Einfrequenz-Betrieb im blauen Spektralbereich . . . . .	54
4.2.1	Geeignete nichtlineare Kristalle . . . . .	54
4.2.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	55
4.2.3	Laserkenndaten . . . . .	56
4.3	Einfrequenz-Betrieb im ultravioletten Spektralbereich . . . . .	58
4.3.1	Geeignete nichtlineare Kristalle . . . . .	58
4.3.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	59
4.3.3	Laserkenndaten . . . . .	60
4.4	Doppeltresonanter optisch-parametrischer Oszillator . . . . .	61
4.4.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	61
4.4.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	65
4.4.3	Leistungskenndaten . . . . .	68
4.4.4	Abstimmverhalten . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Gepulste Nd:YAG Miniatur-Ringlaser</b>	<b>71</b>
5.1	Güteschaltung mittels sättigbarer Absorber . . . . .	72
5.1.1	Geeignete sättigbare Absorber für 1064 nm . . . . .	74
5.1.2	Charakterisierung verschiedener $\text{Cr}^{4+}$ :YAG-Absorber . . . . .	75
5.2	Gütesgeschaltete Strahlquellen im Einfrequenz-Betrieb . . . . .	76
5.2.1	Aufbau und Laserkenndaten . . . . .	77
5.3	Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich . . . . .	79
5.3.1	Aufbau und Laserkenndaten . . . . .	79
5.4	Frequenzkonversion in den ultravioletten Spektralbereich . . . . .	81
5.4.1	Aufbau und Laserkenndaten . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>85</b>
<b>A</b>	<b>Dispersionsformeln</b>	<b>89</b>
A.1	Temperaturabhängige Dispersion in $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ . . . . .	89
A.2	Temperaturabhängige Dispersion in $\text{KNbO}_3$ . . . . .	90

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>91</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>93</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>





# 1 Einleitung

Die mit zunehmender Miniaturisierung und Integrationsdichte in der Fertigungstechnik gestiegenen Anforderungen an Qualität und Präzision erfordern eine optimierte Überwachung der Produktion mit immer geringeren Toleranzwerten. Die hierzu eingesetzten Meß- und Prüfverfahren haben *online* und zerstörungsfrei zu erfolgen, um den Produktionszyklus möglichst minimal zu beeinflussen oder zu verzögern. Obwohl geeignete laseroptische Meßverfahren mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung auf der Basis interferometrischer Längen- und Formvermessung schon seit vielen Jahren bekannt sind, konnten sich diese bislang in der Fertigungsmeßtechnik und der Qualitätskontrolle nicht durchsetzen. Ursache hierfür ist eine mangelnde Verfügbarkeit geeigneter kohärenter Strahlquellen. So konnte bisher insbesondere die für viele Anwendungen geforderte Kombination einer hohen Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb mit einer schnellen, definierten Abstimmung der Emissionsfrequenz nur ungenügend gewährleistet werden.

Zwar stehen im nahinfraroten Spektralbereich kompakte und zuverlässige Einfrequenz-Strahlquellen zur Verfügung, welche die genannten Kriterien erfüllen [1], die Emissionswellenlänge im Bereich um  $1\text{ }\mu\text{m}$  erfordert jedoch die Verwendung von speziellen Detektoren für diesen Spektralbereich (z. B. InGaAs), was bisher nur in einigen wenigen Spezialfällen Anwendung findet. Eine kürzere Wellenlänge im sichtbaren Spektralbereich sorgt dagegen für eine höhere Auflösung sowie ein deutlich verbessertes Signal- zu Rausch-Verhältnis und erlaubt den Einsatz von Standard-Detektoren aus der Massenproduktion. Die Geschwindigkeits- und Strömungsmeßtechnik (*Laser-Doppler-Velocimetrie*) profitiert hierbei beispielsweise von größeren Streuquerschnitten, bei anderen Anwendungen wie der flächenhaften holographischen Schwingungsanalyse oder der Formvermessung ausgedehnter Körper erlaubt sie den Einsatz von CCD-Kameras, welche im sichtbaren Spektralbereich ihre größte Effizienz aufweisen. Ein positiver Nebeneffekt ist zudem die Visualisierung der zur Messung eingesetzten Laserstrahlung, was insbesondere unter dem Aspekt der Lasersicherheit, aber auch unter psychologischen Gesichtspunkten ein nicht zu vernachlässigender Faktor ist.

Der Bereich kontinuierlich emittierender Laser im sichtbaren Spektralbereich, wie sie bisher für diese Art von Anwendungen, aber auch zur Anregung von anderen Lasern oder Verstärkern eingesetzt werden, wurde in den vergangenen Jahrzehnten durch Gaslasersysteme dominiert. Hier sind insbesondere Argon-Ionen-, Krypton-Ionen- sowie Helium-Cadmium-

Laser zu nennen, deren Technologie noch aus den Anfangstagen der Lasertechnik stammt. Dies läßt sich speziell an der geringen Gesamteffizienz, der Systemgröße, der kurzen Lebensdauer sowie der mangelnden Amplituden- und Frequenzstabilität ablesen. Erfordert die Anwendung darüber hinaus noch den Betrieb auf einer einzigen optischen Frequenz und eine Stabilisierung oder Abstimmbarkeit dieser Frequenz, wie beispielsweise die *Global-Doppler-Technik*, so sind aufwendige resonatorinterne Komponenten erforderlich.

Eine in den letzten Jahren immer ernster zu nehmende Alternative hierzu bilden *diodengepumpte Festkörperlaser* [2], welche durch Methoden der *nichtlinearen Optik* in kurzwelligere Spektralbereiche konvertiert werden. Die Fortschritte in diesem Bereich beruhen sowohl auf Weiterentwicklungen der Laser als auch auf dem Gebiet der nichtlinearen Optik. Diodengepumpte Festkörperlaser stellen heute bereits eine etablierte Technologie dar, die durch neue Materialien und Konzepte ständig an kommerzieller Bedeutung gewinnt [3]. Dies spiegelt sich in der Kompaktheit der Systeme, der Ausgangsleistung sowie der Stabilität wider.

Auf dem Gebiet der nichtlinearen Optik lassen sich die Fortschritte in den letzten Jahren an der steigenden Kristallqualität, der Kommerzialisierung von neuartigen optisch nichtlinearen Kristallen sowie gänzlich neuen Konzepten festmachen. Hier sind beispielsweise periodisch gepolte Kristalle zur *Quasi-Phasenanpassung* zu erwähnen, die durch ihre großen nichtlinearen Koeffizienten und die Möglichkeit zur individuellen Anpassung an die Strahlquelle von steigendem Interesse sind [4]. Aufgrund mangelnder Verfügbarkeit und zahlreicher technischer Probleme, die bislang nur sehr unzulänglich gelöst sind, ist ihr praktischer Einsatz jedoch zur Zeit stark eingeschränkt<sup>1</sup>. Durch die erreichten Qualitätsstandards sollten sich aber auch mit konventionellen optisch nichtlinearen Kristallen neuartige Strahlquellen realisieren lassen, welche die Kompaktheit, Effizienz und Stabilität diodengepumpter Festkörperlaser vom nahinfraroten in den sichtbaren und den ultravioletten Spektralbereich übertragen [5].

Zwar existiert eine Reihe von Konzepten zur effizienten Frequenzkonversion diodengepumpter Festkörperlaser, von denen die Platzierung des optisch nichtlinearen Kristalls im Laserresonator die bekannteste ist [6], diese sind jedoch zumeist nur sehr begrenzt kompatibel mit den Anforderungsprofilen der lasergestützten Meßtechnik nach stabilem Einfrequenz-Betrieb mit definierter Abstimmbarkeit der Emissionsfrequenz. Eine modifizierte Realisierung dieses Konzepts mit deutlich besserer Stabilität basiert auf dem Einsatz von Lasersystemen mit Resonatorlängen, deren Modenabstand die Verstärkungsbandbreite des Lasermaterials übersteigt [7], in Kombination mit *optisch kontaktierten* nichtlinearen Kristallen. Die Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb dieser sog. *Mikrochip*-Laser ist jedoch durch das kleine aktive Volumen und thermooptische Probleme auf Werte um 100 mW begrenzt, was insbesondere für flächenhafte Meßverfahren nicht ausreichend ist. Zudem ist eine kontinuierliche Frequenzabstimmung nur schwer zu realisieren.

---

<sup>1</sup>Nach einer Faustregel dauert die Entwicklung eines nichtlinearen Kristalls 10 Jahre und kostet US\$ 10 Mio.

Eine alternative Technik hierzu ist die resonante Überhöhung der Strahlung der infraroten Fundamentalwelle in einem externen Resonator, in dem sich der optisch nichtlineare Kristall befindet [8]. Dies erfordert zwar eine elektronische Stabilisierung der Laserfrequenz auf eine der Resonanzfrequenzen der Kavität oder eine entsprechende Regelung der Resonatorlänge. Wie aus der Literatur bekannt, können aber mit dieser Methode hohe Konversionseffizienzen von deutlich über 50 % mit kontinuierlich emittierenden Einfrequenz-Lasern erreicht werden [9]. Kompakte und zuverlässige Einfrequenz-Strahlquellen dieser Art sind jedoch bis zum Beginn der vorliegenden Arbeit nur mit Hilfe monolithischer Verdopplerresonatoren demonstriert worden, deren Ausgangsleistung im sichtbaren Spektralbereich zumeist zwischen 100 und 200 mW liegt [10]. Höhere Leistungen führen zu thermooptischen und photorefraktiven Effekten im Kristall, welche die Resonator-Einkopplung verschlechtern und die gewöhnlich verwendete Stabilisierung über den elektrooptischen Effekt erschweren. Da keine beweglichen Resonator-Komponenten vorhanden sind, kann die Stabilisierung alternativ nur über den Pumplaser selbst erfolgen [11], wodurch dessen Frequenzstabilität negativ beeinflusst wird und die Möglichkeit zur aktiven Frequenzabstimmung verloren geht.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher die Entwicklung und Bereitstellung von hoch effizienten kohärenten Einfrequenz-Lasersystemen im kontinuierlichen und gepulsten Betrieb, welche die Limitierungen der existierenden Konzepte überwinden und erstmalig die Kombination einer hohen Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb mit einer schnellen, definierten Abstimmung der Emissionsfrequenz im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich für wissenschaftliche und meßtechnische Anwendungen zur Verfügung stellen.

Die Grundlage hierfür bilden monolithische bzw. quasi-monolithische Nd:YAG Miniatur-Ringlaser [1], [12], welche auf verschiedenen Laserübergängen im nahinfraroten Spektralbereich Ausgangsleistungen im Watt-Bereich mit hoher Stabilität, geringer Linienbreite sowie der Möglichkeit zur Frequenzabstimmung bereitstellen. Durch geeignete Charakterisierung und Adaption der Anregungs- und Resonatorgeometrie erfolgt eine Optimierung dieser Systeme zu hohen Ausgangsleistungen im jeweiligen Wellenlängenbereich sowie eine Anpassung an die externen Kavitäten durch Qualifizierung geeigneter elektronischer Stabilisierungsverfahren.

Ausgehend von einer vollständigen theoretischen Modellierung werden Optimierungsstrategien für resonante Frequenzkonversionseinheiten entwickelt, welche eine Konzeptionierung unter den Gesichtspunkten der Minimierung der passiven Verluste, der Optimierung der erreichbaren Konversionseffizienz sowie insbesondere einer möglichst vollständigen Übertragung der charakteristischen Eigenschaften der eingesetzten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser auf die erzeugte Oberwelle erlauben. Hierzu zählt neben einer hohen Frequenz- und Amplitudenstabilität die Möglichkeit zur schnellen, definierten Frequenzabstimmung sowie die Beibehaltung der *beugungsbegrenzten* Strahlqualität.

Parallel dazu wird die Erzeugung einfrequenter Strahlung im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich auf der Basis von nichtplanaren Nd:YAG Miniatur-Ringlasern im gepulsten Betrieb untersucht. Dieser läßt sich beispielsweise durch passive Güteschaltung mit Hilfe sog. *sättigbarer Absorber* realisieren [13]. Durch theoretische und experimentelle Optimierung dieser Lasersysteme zu hohen Pulsspitzenleistungen werden die Voraussetzungen geschaffen, welche eine effiziente Frequenzkonversion im einfachen Durchgang ermöglichen.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell realisierten abstimmbaren Einfrequenz-Lasersysteme vom nahinfraroten bis zum ultravioletten Spektralbereich erfüllen erstmalig die beschriebenen Anforderungsprofile der laseroptischen Meßtechnik sowie einer Vielzahl wissenschaftlicher Problemstellungen und stellen damit das Potential effizient frequenzkonvertierter Festkörperlaser im Einfrequenz-Betrieb für diese Anwendungsbereiche eindrucksvoll unter Beweis. Die praktische Einsatzfähigkeit konnte bereits erfolgreich in einigen exemplarischen Anwendungen demonstriert werden. Durch die Bereitstellung der physikalischen und technischen Grundlagen kann somit der Generationswechsel von der Röhrentechnologie der sechziger Jahre zu kompakten, effizienten Strahlquellen auf der Basis von Festkörperlaser-Technologie vollzogen werden [3].

## 2 Grundlagen

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Realisierung von abstimmbaren Einfrequenz-Lasersystemen in verschiedenen optischen Spektralbereichen, die auf der Frequenzkonversion von monolithischen bzw. quasi-monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasern beruhen. Diese zeichnen sich durch eine sehr hohe Frequenz- und Amplitudenstabilität aus und können im Dauerstrich-Betrieb oder im gütegeschalteten (gepulsten) Betrieb emittieren. In diesem Kapitel sollen nun die grundlegenden Eigenschaften von Festkörperlasern im Einfrequenz-Betrieb, die Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen, sowohl im einfachen Durchgang als auch in resonanten Kavitäten, sowie die dafür erforderlichen Optimierungs- und Stabilisierungsverfahren erläutert werden.

### 2.1 Festkörperlaser im Einfrequenz-Betrieb

Diodengepumpte Festkörperlaser stellen heutzutage eine etablierte Technologie dar, die im Laufe des letzten Jahrzehnts aufgrund immer neuer Materialien und Konzepte einen rasanten Aufstieg erlebt hat und zunehmend an kommerzieller Bedeutung gewinnt. Während in den 80er Jahren die Minimierung von Schwellpumpleistungen im Vordergrund stand, um überhaupt Laseroszillation zu erzeugen, stehen heute für zahlreiche Spektralbereiche Laserkristalle und geeignete Pumpdioden zur Verfügung, mit denen kontinuierliche Ausgangsleistungen im Watt-Bereich und darüber hinaus erzeugt werden können.

Für zahlreiche Anwendungen, insbesondere im Bereich der lasergestützten Meßtechnik, werden jedoch Lasersysteme benötigt, die eine hohe Ausgangsleistung auf nur *einer* optischen Frequenz emittieren. Ein solcher Einfrequenz-Betrieb (engl. *single-frequency operation*) ist jedoch mit Lasern, die hoch über der Schwelle betrieben werden, nicht einfach zu erreichen, da die Breite des Verstärkungsprofils für gewöhnlich zahlreiche Resonanzfrequenzen des Laserresonators (sog. *longitudinale Moden*) überdeckt. In einem *inhomogen* verbreiterten Lasermedium [14] ist daher simultane Oszillation mehrerer longitudinaler Moden die Regel.

Im Falle eines *homogen* verbreiterten Lasermediums [14], [15] sollte dagegen die Mode mit der größten Verstärkung anschwingen, die Besetzungsinversion auf den Schwellwert abbauen und damit die Oszillation aller anderen Moden unterdrücken. Trotzdem beobachtet man gewöhnlich auch in diesem Fall die simultane Laseroszillation mehrerer longitudinaler

Moden. Dieses Phänomen kann aufgrund einer räumlichen Variation der Inversionsdichte (engl. *spatial hole burning*) im aktiven Medium verstanden werden. Da in einem linearen Laserresonator die Moden stehenden Wellen entsprechen, wird eine einzelne Mode die Verstärkung nicht im gesamten aktiven Medium sättigen. Die nicht gesättigten Bereiche in den Knoten der elektrischen Feldstärke dieser Mode können dann für eine benachbarte Mode mit leicht unterschiedlicher Frequenz genügend Verstärkung liefern, so daß diese ebenfalls oszillieren kann. Zur Erzwingung des Einfrequenz-Betriebs von Festkörperlaser existieren u. a. die folgenden Konzepte:

- Reduktion der Resonatorlänge (*Mikrochip-Laser*) [7]
- Einbringung frequenzselektiver Elemente in den Resonator [14]
- Verdrehung der Polarisation (engl. *twisted mode*) [16], [17]
- Ringresonatoren [18], [19]

Bei Mikrochip-Lasern wird die Resonatorlänge so weit verkürzt, daß nur noch eine longitudinale Mode innerhalb des Verstärkungsprofils liegt. Diese Kristallscheibchen haben eine Dicke von etwa  $100\ \mu\text{m}$  und sind direkt mit den Spiegelbeschichtungen versehen. Aufgrund thermischer Probleme eignen sie sich jedoch nicht für hohe Ausgangsleistungen.

Das zweite Verfahren beruht auf der Überlagerung des Verstärkungsprofils mit der Transmissionskurve eines Frequenzfilters. Dies können ein oder mehrere *Etalons* [15], [20] sein, aber auch ein Medium, welches als *sättigbarer Absorber* wirkt. In jedem Fall treten jedoch zusätzliche Verluste auf und die Justage des Resonators wird komplizierter.

Für die Methode der verdrehten Polarisation ist ein optisch isotropes Lasermedium und ein hoher Polarisationsgrad im Resonator Voraussetzung. Durch Einbringen von zwei  $\lambda/4$ -Platten, die vor und hinter dem aktiven Medium platziert werden, und eines Polarisators in den Resonator, ist die Laserstrahlung beim Durchgang durch das Lasermedium zirkular polarisiert, womit die Ausbildung einer stehenden Welle verhindert wird. Die benötigten resonatorinternen Komponenten müssen jedoch hochwertig vergütet sein, um die zusätzlichen Verluste im Resonator nicht zu groß werden zu lassen.

Die vierte Methode zur Erzwingung des Einfrequenz-Betriebs von Festkörperlaser ist schließlich die Verwendung eines Ringresonators, in dem sich eine fortlaufende Welle ausbilden kann, die keine räumlich modulierte Besetzungsinversion zur Folge hat. Aus Symmetriegründen kann diese Welle jedoch entweder im Uhrzeigersinn oder entgegengesetzt umlaufen. Durch den Einbau einer sog. *optischen Diode* ist man jedoch in der Lage, Laseroszillation in der gewünschten Umlaufrichtung zu erhalten. Eine außerordentlich elegante Methode, die etwas aufwendige Justage von diskret aufgebauten Ringresonatoren zu umgehen, bieten monolithische Miniatur-Ringlaser, wie sie für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellten Einfrequenz-Lasersysteme eingesetzt werden (siehe Kapitel 3).

## 2.2 Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen

Beim Durchgang elektromagnetischer Wellen durch ein dielektrisches Medium kommt es zu einer Auslenkung der Valenzelektronen der jeweiligen Atome oder Moleküle aus ihrer stationären Lage. Dies führt zur Ausbildung temporärer Dipole im Medium, welche eine *Polarisation* induzieren. Aus der zeitlichen Variation dieser Dipole resultiert dann die Abstrahlung einer elektromagnetischen Polarisationswelle.

Im Falle kleiner Feldstärken der eingestrahlten Welle ist das induzierte elektrische Dipolmoment  $\vec{P}$  über die lineare Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$  mit dem Feldvektor  $\vec{E}$  verknüpft:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (2.1)$$

Hierbei steht  $\varepsilon_0$  für die dielektrische Permeabilität des Vakuums ( $8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ ). Im Falle kristalliner Medien ist die lineare Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$ , deren Real- und Imaginärteil den Brechungsindex bzw. die Absorption des Mediums charakterisieren, ein Tensor zweiter Stufe, der die Symmetrieeigenschaften der Kristallkategorie widerspiegelt. Dies ist das Feld der *linearen Optik*, welche beispielsweise beim Übergang zwischen zwei dielektrischen Medien Anwendung findet.

Im Falle sehr hoher Feldamplituden, wie sie sowohl mit gepulsten als auch kontinuierlichen Lasern heute problemlos erzeugt werden können, enthält die induzierte Polarisationswelle jedoch Komponenten höherer Ordnung des eingestrahlten Feldes, welche durch eine Reihenentwicklung berücksichtigt werden können:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \quad (2.2)$$

Hierbei beschreibt  $\chi^{(n)}$  die komplexe Suszeptibilität  $n$ -ter Ordnung, welche die Form eines Tensors  $(n+1)$ -ter Stufe hat. Die wichtigsten Phänomene dieser *nichtlinearen Optik* werden durch die quadratischen und kubischen Terme  $\chi^{(2)}$  und  $\chi^{(3)}$  bestimmt, da höhere Terme meist verschwindend kleine Koeffizienten besitzen.

Optische  $\chi^{(2)}$ -Prozesse beschreiben grundsätzlich die Interaktion von drei beteiligten Feldern (Drei-Wellen-Mischung) und umfassen die Frequenzverdopplung, die Summen- und Differenzfrequenzmischung, die parametrische Verstärkung und Oszillation, den Pockelseffekt sowie die optische Gleichrichtung. Aus Symmetriegründen verschwinden in zentrosymmetrischen Kristallen die Suszeptibilitäten gerader Ordnung, so daß Drei-Wellen-Mischprozesse nur in Kristallen ohne Inversionssymmetrie stattfinden können. Das Vertauschen der Vorzeichen der eingestrahlten Felder führt nämlich sonst auch zur Umkehr des Vorzeichens der induzierten Polarisationswelle. Somit gilt die Gleichung  $\chi^{(2n)} = -\chi^{(2n)}$ , welche nur durch  $\chi^{(2n)} = 0$  erfüllbar ist.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschriebenen Untersuchungen beruhen auf optischen  $\chi^{(2)}$ -Prozessen, sind daher also vom Produkt zweier elektrischer Feldstärken und

der nichtlinearen Suszeptibilität abhängig. Die Koeffizienten des kubische Terms  $\chi^{(3)}$  sind im allgemeinen deutlich kleiner und im wesentlichen für die Frequenzverdreifung, die Vier-Wellen-Mischung, den Kerr-Effekt, die Zwei-Photonen-Absorption sowie für stimulierte Raman- und Brillouin-Prozesse verantwortlich.

Werden zwei Wellen mit den Kreisfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  in einen Kristall mit nicht verschwindendem  $\chi^{(2)}$  eingestrahlt, so werden Polarisationswellen mit der Summenfrequenz  $(\omega_1 + \omega_2)$  und der Differenzfrequenz  $|\omega_1 - \omega_2|$  induziert. Statt des quadratischen Terms der Suszeptibilität  $\chi_{ijk}^{(2)}$  wird in der Literatur häufig der sogenannte nichtlineare optische Tensor  $d_{ijk}$  verwendet, welche über die folgende Beziehung verknüpft sind:

$$d_{ijk} = \frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{g} \quad (2.3)$$

Für den Entartungsfaktor  $g$  gilt  $g = 1$  für  $\omega_1 = \omega_2$  (Frequenzverdopplung) und  $g = 2$  für  $\omega_1 \neq \omega_2$  (Summen- und Differenzfrequenzmischung). Nach üblicher Konvention wird der durch Gleichung (2.2) gegebene Zusammenhang dann durch die Fourierkomponenten der beteiligten Felder ausgedrückt:

$$P_i(\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2) = g \varepsilon_0 \sum_{j,k} d_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \pm\omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\pm\omega_2) \quad (2.4)$$

Hierbei wird über die Indizes  $j$  und  $k$  summiert. Der nichtlineare optische Tensor  $d_{ijk}$  hat 27 Koeffizienten, allerdings läßt er sich aufgrund von Symmetrieeigenschaften auf 18 linear unabhängige Elemente einer  $3 \times 6$ -Matrix  $d_{lm}$  reduzieren [21], deren Symmetrieeigenschaften von der Kristallkategorie abhängen. Die Koeffizienten selbst sind Materialeigenschaften.

Für eine gegebene Einfallrichtung bezüglich der Hauptachsen des Kristalls wird über die Tensorkoeffizienten  $d_{lm}$  summiert und das Ergebnis zu dem sogenannten *effektiven* nichtlinearen optischen Koeffizienten  $d_{eff}$  zusammengefaßt, welcher mit dem entsprechenden Einheitsvektor multipliziert wird. Damit läßt sich Gleichung (2.4) in der folgenden kompakten Form schreiben:

$$\vec{P}(\omega_3) = g \varepsilon_0 \vec{d}_{eff} E(\omega_1) E(\omega_2) \quad (2.5)$$

Die Werte von  $d_{eff}$  sind für gebräuchliche nichtlineare Kristalle und häufig eingesetzte Wellenlängen tabelliert [22], [23] und haben üblicherweise die Größenordnung 0.1 - 20 pm/V.

Die größten nichtlinearen Koeffizienten sind bei zahlreichen Kristallen die Diagonalelemente  $d_{ll}$ . Diese lassen sich jedoch üblicherweise nicht ausnutzen, da in diesem Fall aufgrund der Dispersion die Phasenbedingung  $\Delta k = \frac{n_3}{\lambda_3} - \frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2} = 0$  nicht erfüllbar ist (siehe hierzu Abschnitt 2.2.2). Eine Ausnahme bilden hier die in den letzten Jahren realisierten periodisch-gepolten Kristalle zur *Quasi-Phasenanpassung* [4], in denen das Vorzeichen des entsprechenden nichtlinearen Koeffizienten nach jeweils einer *Kohärenzlänge*  $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$  invertiert wird. Diese relativ neue Technologie wird in Abschnitt 2.2.2 kurz vorgestellt.



### 2.2.1 Näherungslösungen für ebene Wellen

Eine genauere Untersuchung der Frequenzkonversion bei der Propagation durch ein nichtlineares Medium läßt sich mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen vornehmen, welche die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen Wellen und Materie beschreiben. Für ein homogenes, nichtmagnetisches, nichtleitendes Medium lauten diese in SI-Einheiten:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.9)$$

Hierbei beschreibt  $\vec{D}$  die dielektrische Verschiebung,  $\vec{B}$  die magnetische Induktion,  $\vec{H}$  die magnetische Feldstärke,  $\rho$  die Ladungsdichte und  $\vec{j}$  die Stromdichte. Hinzu kommen die Materialgleichungen:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} + 1) \vec{E} + \vec{P} \quad (2.10)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.11)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.12)$$

mit der Suszeptibilität  $\varepsilon$ , der magnetischen Permeabilität des Vakuums  $\mu_0$ , der magnetischen Polarisation  $\vec{M}$  und der Leitfähigkeit  $\sigma$ . Durch Anwendung der Rotation auf Gleichung (2.9) ergibt sich für ein verlustfreies, nichtmagnetisches Medium:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

Liegen keine freien Ladungsträger im Medium vor, so ergibt sich schließlich die folgende Wellengleichung für das elektromagnetische Feld:

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

*“Nichtlineare Wellengleichung”*

In dieser Gleichung steht die nichtlineare Polarisation  $\vec{P}$  als inhomogener Quellterm auf der rechten Seite. Da diese alle Linearkombinationen der eingestrahnten Felder erhält, ist sie für die Erzeugung von Summen- und Differenzfrequenzen verantwortlich. Durch Lösung der Wellengleichung (2.14) für die entsprechende Fourierkomponente von  $\vec{P}$  läßt sich die Amplitude der erzeugten Felder berechnen. Dieses Verfahren läßt sich auf alle Prozesse anwenden, welche sich mit Hilfe der Polarisation beschreiben lassen.

Eine Lösung der Wellengleichung (2.14) läßt sich für ebene, kollineare, monochromatische Wellen unter Annahme eines verlustfreien und nichtleitenden Mediums herleiten. Propagieren diese entlang der  $z$ -Achse, können die Fourierkomponenten in folgender Form geschrieben werden:

$$E_j(z, \omega_j, t) = \frac{1}{2} (E_j(z) \exp(i(\omega_j t - k_j z)) + \text{konj. kompl.}) \quad (2.15)$$

mit den Wellenzahlen  $k_j = \frac{\omega_j n_j}{c}$ , den Brechungsindizes  $n_j = n(\omega_j)$  und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$ . Durch Einsetzen dieser Felder und der nichtlinearen Polarisation  $\vec{P}$  in Fourierform aus Gleichung (2.5) ergeben sich drei gekoppelte Amplitudengleichungen:

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = i \frac{\omega_1 d_{eff}}{n_1 c} E_2^*(z) E_3(z) \exp(i \Delta k z) \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = i \frac{\omega_2 d_{eff}}{n_2 c} E_1^*(z) E_3(z) \exp(i \Delta k z) \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = i \frac{\omega_3 d_{eff}}{n_3 c} E_1(z) E_2(z) \exp(-i \Delta k z) \quad (2.18)$$

mit der Phasendifferenz  $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ . Hierbei wurde vorausgesetzt, daß sich die Amplituden der beteiligten elektromagnetischen Felder über einen Bereich in der Größenordnung der Wellenlänge nur wenig ändern (*slowly varying envelope approximation*):

$$\left| \frac{\partial^2 E_j(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial E_j(z)}{\partial z} \right| \quad (2.19)$$

Diese Näherung ist für optische Wellen sehr gut erfüllt.

Unter Vernachlässigung der Intensitätsabnahme der eingestrahnten Felder, d.h. bei geringer Konversionseffizienz, läßt sich eine analytische Näherungslösung des gekoppelten Gleichungssystems (2.16) bis (2.18) angeben [21]:

$$I(\omega_3) = \frac{2 g^2 \omega_3^2 d_{eff}^2 L^2 I(\omega_1) I(\omega_2)}{\varepsilon_0 c^3 n(\omega_1) n(\omega_2) n(\omega_3) A} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2} \quad (2.20)$$

Hierbei beschreibt  $L$  die Wechselwirkungslänge im nichtlinearen Medium und  $A$  die Querschnittsfläche des Strahls. Die Intensität der beteiligten Felder ist über die folgende Beziehung  $I(\omega_j) = |E^*(\omega_j) E(\omega_j)|$  normiert. Im vereinfachten Fall ebener Wellen zeigt die konvertierte Leistung somit eine lineare Abhängigkeit vom Produkt der Leistungen der eingestrahnten Felder sowie eine quadratische Abhängigkeit von der Länge des nichtlinearen Mediums.

Aus Gründen der Energieerhaltung ist im Falle hoher Konversionseffizienz die Vernachlässigung der Intensitätsabnahme der eingestrahnten Felder nicht mehr gerechtfertigt. Für den Spezialfall der Frequenzverdopplung ( $\omega_1 = \omega_2$ ) kann eine analytische Lösung der gekoppelten Gleichungen (2.16) bis (2.18) angegeben werden [21]:

$$I(2\omega) = I(\omega) \tanh^2 \left( \frac{\sqrt{2} \omega d_{eff} L}{\sqrt{\varepsilon_0 c^3 n(2\omega) n(\omega)}} \sqrt{\frac{I(\omega)}{A}} \frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)} \right) \quad (2.21)$$

### 2.2.2 Phasenanpassung

Der in den Gleichungen (2.20) und (2.21) enthaltene Term der Form  $\frac{\sin(x)}{x}$ , welcher auch als  $\text{sinc}(x)$  bezeichnet wird, liefert den maximalen Wert eins für  $x = 0$ . Für eine effiziente Frequenzkonversion ist somit die Phasenanpassungsbedingung  $\Delta k = 0$  eine grundlegende Voraussetzung. Im Falle der Frequenzverdopplung ( $\omega_1 = \omega_2$ ) reduziert sich diese Bedingung auf die skalare Form:

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda} (n(2\omega) - n(\omega)) = 0 \quad (2.22)$$

Diese Gleichung sagt aus, daß sich die eingestrahlte Fundamentalwelle und die von der induzierten Polarisationswelle abgestrahlte zweite Harmonische mit der gleichen Phasengeschwindigkeit im Medium ausbreiten müssen. Nur so kann ein konstruktiver Energieübertrag über die gesamte Wechselwirkungslänge im nichtlinearen Medium erfolgen. Im Falle einer Fehlanpassung  $\Delta k \neq 0$  wird dagegen der Energieübertrag nach der Kohärenzlänge  $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$  destruktiv, so daß sich ein oszillierendes Verhalten zeigt.

In isotropen Medien mit normaler Dispersion ist Gleichung (2.22) nicht erfüllbar. Anders ist die Situation in anisotropen Kristallen [24]. Diese haben zwei unterschiedliche Brechungsindizes in einer Ausbreitungsrichtung für lineare, zueinander orthogonale Polarisationszustände. Einfallende Strahlung, die nicht einem der beiden Polarisationszustände entspricht, wird in die entsprechenden Anteile zerlegt. Der polarisationsabhängige Brechungsindex in solchen anisotropen Medien wird mit Hilfe des sogenannten *Indexellipsoids* charakterisiert:

$$\frac{x^2}{n_x^2(\omega)} + \frac{y^2}{n_y^2(\omega)} + \frac{z^2}{n_z^2(\omega)} = 1 \quad (2.23)$$

Hierbei beschreiben  $n_x(\omega)$ ,  $n_y(\omega)$  und  $n_z(\omega)$  die Brechungsindizes entlang der Hauptachsen ( $x, y, z$ ) des Ellipsoids. Der Schnitt des Ellipsoids mit einer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung liegenden Ebene ergibt eine Ellipse. Parallel zu den Hauptachsen dieser Ellipse liegen die beiden erlaubten Polarisationszustände für die vorgegebene Ausbreitungsrichtung. Je nach Entartung des Ellipsoids unterscheidet man drei Kategorien von Kristallen:

$$\begin{aligned} n_x &= n_y = n_z && \text{optisch isotrope Kristalle} \\ n_x &= n_y \neq n_z && \text{optisch uniaxiale Kristalle} \\ n_x &\neq n_y \neq n_z && \text{optisch biaxiale Kristalle} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Für uniaxiale Kristalle nach Definition (2.24) reduziert sich Gleichung (2.23) auf die Form:

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2(\omega)} + \frac{z^2}{n_e^2(\omega)} = 1 \quad (2.25)$$

wobei nach Konvention  $n_o(\omega)$  als *ordentlicher* und  $n_e(\omega)$  als *außerordentlicher* Brechungsindex bezeichnet wird. Die folgende Abbildung 2.1 zeigt das Brechungsindexellipsoid eines negativ uniaxialen Kristalls, d.h. ( $n_e(\omega) < n_o(\omega)$ ).

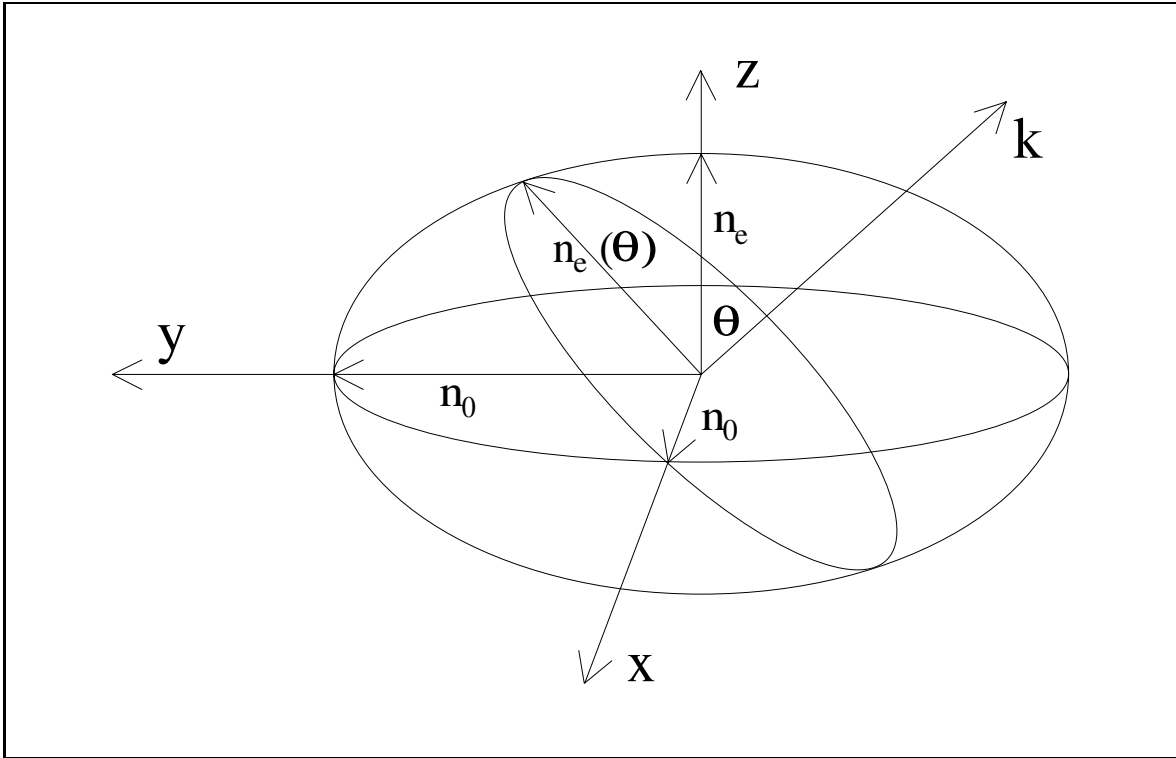


Abbildung 2.1: Brechungsindexellipsoid eines negativ uniaxialen Kristalls

Die eingestrahlte Welle mit Wellenvektor  $\vec{k}$  wird hier in die beiden zueinander orthogonalen Polarisationszustände aufgespalten, welche die Brechungsindizes  $n_o$  und  $n_e(\theta)$  erfahren. Der Winkel  $\theta$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Wellennormalen  $\vec{k}$  und der *optischen Achse* (z-Achse) bestimmt hierbei den außerordentlichen Brechungsindex  $n_e(\theta)$  nach der Formel:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2} \quad (2.26)$$

Die einfachste Möglichkeit zur Phasenanpassung ist also durch Variation des Einfallswinkels der elektromagnetischen Welle relativ zur optischen Achse des Kristalls gegeben, respektive durch einen entsprechenden Schnitt des Kristallmaterials. Diese Methode wird daher *Winkelanpassung* genannt.

Für negativ uniaxiale Kristalle existieren zwei verschiedene Möglichkeiten zur Phasenanpassung, welche sich bezüglich der beteiligten Polarisationszustände unterscheiden. Bei der sogenannten Phasenanpassung vom *Typ I* ist die Fundamentalwelle vollständig ordentlich polarisiert, während beim *Typ II* die Fundamentalwelle in jeweils einen ordentlich und einen außerordentlich polarisierten Teilstrahl zerlegt ist, welche die gleiche Intensität haben. Die resultierende zweite Harmonische ist in beiden Fällen außerordentlich polarisiert. Aus Gleichung (2.22) erhält man für die beiden Fälle somit folgende Bedingungen:

$$\text{Typ I : } n_e(2\omega, \theta_m) = n_o(\omega) \quad (2.27)$$

$$\text{Typ II : } n_e(2\omega, \theta_m) = \frac{1}{2} (n_o(\omega) + n_e(\omega, \theta_m)) \quad (2.28)$$

Für den Phasenanpassungswinkel  $\theta_m$  in den beiden Fällen erhält man durch Einsetzen von Gleichung (2.26) in die Bedingungen (2.27) und (2.28) die folgenden Beziehungen [25]:

$$\text{Typ I: } \sin^2(\theta_m) = \frac{n_o^{-2}(\omega) - n_o^{-2}(2\omega)}{n_e^{-2}(2\omega) - n_o^{-2}(2\omega)} \quad (2.29)$$

$$\text{Typ II: } \left( \frac{\cos^2(\theta_m)}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2(\theta_m)}{n_e^2(2\omega)} \right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left( n_o(\omega) + \left( \frac{\cos^2(\theta_m)}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2(\theta_m)}{n_e^2(\omega)} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (2.30)$$

Für die Phasenanpassung vom Typ II ist die Bestimmung des gesuchten Winkels offensichtlich nur numerisch möglich. Für positiv uniaxiale Kristalle, d.h. ( $n_e(\omega) > n_o(\omega)$ ), erhält man analoge Bestimmungsgleichungen durch entsprechende Vertauschungen in den Indizes [23].

Ein Nachteil der Winkelanpassung ist jedoch, daß sich je nach Stärke der optischen Anisotropie Grundwelle und zweite Harmonische in unterschiedliche Richtungen ausbreiten. Dies ist durch die Tatsache begründet, daß in diesem Fall die Richtung der Phasengeschwindigkeit  $\vec{k}$  nicht mit der Richtung des Energieflusses übereinstimmt, welche durch den *Poynting-Vektor*  $\vec{S}$  bestimmt wird. Der sogenannte *Walk-Off-Winkel*  $\rho$  zwischen den beiden Richtungen entspricht dem Winkel zwischen der dielektrischen Verschiebung  $\vec{D}$  und dem elektrischen Feldvektor  $\vec{E}$ . Dieses Auseinanderlaufen der beiden beteiligten

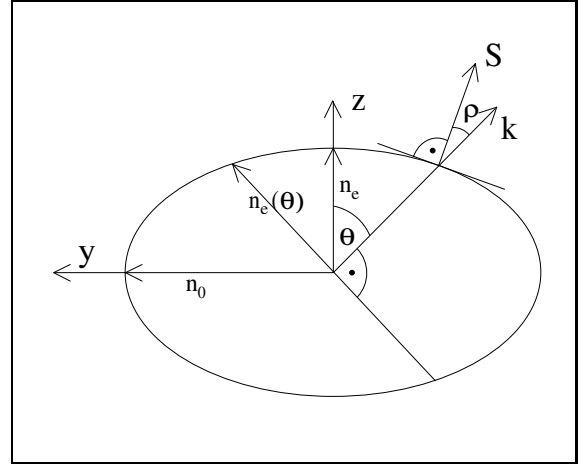


Abbildung 2.2: Definition des Walk-Off-Winkels  $\rho$

Wellen verschlechtert die Strahlqualität und die Konversionsrate, insbesondere im Fall starker Fokussierung, erheblich (siehe hierzu Abschnitt 2.2.3). Die Definition des Walk-Off-Winkels ist in Abbildung 2.2 dargestellt, berechnen läßt er sich nach folgender Gleichung [23]:

$$\rho(\theta) = \pm \arctan \left( \left( \frac{n_o}{n_e} \right)^2 \tan(\theta) \right) \mp \theta \quad (2.31)$$

Dabei gelten die oberen Vorzeichen für einen negativ uniaxialen, die unteren für einen positiv uniaxialen Kristall. Im Falle der Phasenanpassung vom Typ I tritt der Walk-Off zwischen der Fundamentalwelle und der zweiten Harmonischen, beim Typ II zwischen den beiden Teilstrahlen der Fundamentalwelle mit ordentlicher und außerordentlicher Polarisation auf.

Ein Spezialfall der Winkelanpassung ist die 90°- oder sogenannte *nichtkritische* Phasenanpassung, bei der die Fundamentalwelle unter einem Winkel von 90° zur optischen Achse eingestrahlt wird. Wie man aus Abbildung 2.2 für den Fall  $\theta = 90^\circ$  entnehmen kann,

tritt bei der Propagation der Fundamentalwelle in diesem Fall kein Walk-Off auf, so daß die Konversion und die Strahlqualität nicht gemindert werden.

Eine nichtkritische Phasenanpassung kann in optisch uniaxialen Kristallen über die Kristalltemperatur erreicht werden, wenn die beiden Brechungsindizes  $n_o$  und  $n_e$  unterschiedliche thermische Abstimmkoeffizienten  $\frac{\partial n}{\partial T}$  besitzen. Diese haben meist die Größenordnung  $10^{-7}$  bis  $10^{-6}/^\circ\text{C}$ , so daß die Differenz  $|n_{o,e}(\omega) - n_{e,o}(2\omega)|$  bei Raumtemperatur nicht zu groß sein darf. Diese Methode der Phasenanpassung wird folglich *Temperaturanpassung* genannt.

Die in Kapitel 4 beschriebenen Einfrequenz-Lasersysteme im grünen Spektralbereich (siehe Abschnitt 4.1) sowie die damit gepumpten optisch-parametrischen Oszillatoren (siehe Abschnitt 4.4) beruhen auf Lithiumniobat-Kristallen, welche mit Magnesiumoxid dotiert sind ( $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ ). Diese sind optisch uniaxial und wurden über die Kristalltemperatur (ca.  $110^\circ\text{C}$ ) nichtkritisch phasenangepaßt (Typ I) (siehe hierzu Anhang A.1). Auf die speziellen Eigenschaften dieses Materials wird in Abschnitt 4.1.1 näher eingegangen.

Für optisch biaxiale Kristalle gemäß Definition (2.24) ist die mathematische Bestimmung der Phasenanpassungswinkel wesentlich komplexer, da ein weiterer Freiheitsgrad zur Verfügung steht. Für eine beliebige Ausbreitungsrichtung in einem optisch biaxialen Kristall gilt für die Brechungsindizes die Fresnelgleichung [26]:

$$\frac{k_x^{-2}}{n_\omega^{-2} - n_{x,\omega}^{-2}} + \frac{k_y^{-2}}{n_\omega^{-2} - n_{y,\omega}^{-2}} + \frac{k_z^{-2}}{n_\omega^{-2} - n_{z,\omega}^{-2}} = 0 \quad (2.32)$$

$$k_x = \sin(\theta) \cos(\phi), \quad k_y = \sin(\theta) \sin(\phi), \quad k_z = \cos(\theta) \quad (2.33)$$

Hierbei bezeichnen  $n_{x,\omega}$ ,  $n_{y,\omega}$  und  $n_{z,\omega}$  die Brechungsindizes entlang der Hauptachsen  $(x, y, z)$  des Indexellipsoids. Die beiden Lösungen der Gleichung (2.32) beschreiben die Indexflächen  $n_a$  und  $n_b$  für eine elektromagnetische Welle mit der Kreisfrequenz  $\omega$  bei vorgegebener Richtung bezüglich der Hauptachsen. Mit den so bestimmten Brechungsindizes lassen sich dann die Phasenanpassungsgleichungen für beiden Typen analog zu den Gleichungen (2.27) und (2.28) aufstellen. Abgesehen von einigen Spezialfällen lassen sich die resultierenden Bestimmungsgleichungen aber nur numerisch lösen. Ein solcher liegt beispielsweise vor, wenn die eingestrahlte Welle entlang einer der drei Hauptachsen propagiert. In diesem Fall reduziert sich die Problemstellung auf die Bestimmung eines Winkels, so daß die mathematische Behandlung mit der eines uniaxialen Kristalls identisch ist (siehe hierzu Anhang A.2).

Die in Kapitel 4 beschriebenen Einfrequenz-Lasersysteme im blauen Spektralbereich (siehe Abschnitt 4.2) beruhen auf Kaliumniobat-Kristallen ( $\text{KNbO}_3$ ). Diese sind optisch biaxial, wurden jedoch so geschnitten, daß die Einstrahlung der Fundamentalwelle entlang einer Hauptachse des Indexellipsoids erfolgte und sie daher analog zu uniaxialen Kristallen über den Winkel oder die Kristalltemperatur phasenangepaßt (Typ I) werden konnten. Auf die speziellen Eigenschaften dieses Materials wird in Abschnitt 4.2.1 ausführlich eingegangen.

### Quasi-Phasenanpassung

Wie eingangs dieses Abschnittes bereits erwähnt, ist die Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung (2.22) erforderlich, um einen konstruktiven Energieübertrag über die gesamte Wechselwirkungslänge im nichtlinearen Medium zu erhalten. Im Falle der Fehlanpassung  $\Delta k \neq 0$  wird dieser Energieübertrag sonst nach einer Kohärenzlänge  $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$  destruktiv, so daß sich ein oszillierendes Verhalten zeigt. Die innerhalb der ersten Kohärenzlänge erzeugte Oberwelle wird innerhalb der zweiten Kohärenzlänge wieder in die Fundamentalwelle konvertiert, so daß kein Anwachsen der Oberwelle mit der Wechselwirkungslänge erfolgt.

Ist man jedoch in der Lage, daß Vorzeichen der nichtlinearen Kopplung zu beeinflussen, so läßt sich die auftretende relative Phasendifferenz durch eine strukturelle Periodizität des nichtlinearen Mediums korrigieren. Dazu erweitert man Gleichung (2.22) auf die folgende Form:

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda} (n(2\omega) - n(\omega)) - \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (2.34)$$

Hierbei steht  $\Lambda$  für die Periode der modulierten Struktur und  $m$  für die Gitterordnung, die verwendet wird. Beträgt die Länge dieser Periode  $\Lambda$  (bei Verwendung der ersten Gitterordnung) gerade zweimal die Kohärenzlänge  $l_c$ , so ist wieder die Bedingung  $\Delta k = 0$  erfüllt und die Effizienz der Wechselwirkung optimiert. Dieses Verfahren wird als *Quasi-Phasenanpassung* (QPM) bezeichnet und seine Anwendungspotentiale im Bereich der nichtlinearen Optik wurden bereits vor einigen Jahrzehnten diskutiert [27], [28], [29]. Die praktische Umsetzung scheiterte jedoch bis in die neunziger Jahre meist an technologischen Problemen, insbesondere an den erforderlichen Periodizitäten im Bereich weniger Mikrometer. Der Durchbruch gelang vor einigen Jahren mit der periodischen Polung ferroelektrischer Kristalle mit Hilfe lithographisch strukturierter Elektroden. Das prominenteste Beispiel ist hierbei periodisch-gepoltes Lithiumniobat (PPLN) [4], aber auch andere Kristalle wie Kaliumtitanylphosphat (KTP) und seine Isomorphe wurden im Labor erfolgreich periodisch gepolt [30], [31], [32].

Der effektive nichtlineare optische Koeffizient  $d_{eff}$  ist im Fall der Quasi-Phasenanpassung durch folgenden Ausdruck zu ersetzen,

$$d_Q = \frac{2 d_{eff}}{\pi m} \quad (2.35)$$

d. h. diese Größe wird um mindestens 36 % reduziert. Dieser kleine Nachteil fällt jedoch neben den zahlreichen Vorteilen der Quasi-Phasenanpassung nicht ins Gewicht. Diese ermöglicht nämlich die Ausnutzung der meist deutlich größeren Diagonalelemente des nichtlinearen optischen Tensors  $d_{ijk}$ , da die beteiligten Wellen nicht orthogonal zueinander polarisiert sein müssen. Des weiteren kann durch geeignete Wahl der Periodizität immer eine nichtkritische Phasenanpassung ohne Walk-Off erreicht werden. Da geeignete QPM-Kristalle jedoch erst an der Schwelle zur Kommerzialisierung stehen [33] und zahlreiche technische Probleme bislang nur sehr unzulänglich gelöst sind, ist ihr praktischer Einsatz zur Zeit stark eingeschränkt.

### 2.2.3 Berücksichtigung der Fokussierung

Die bisherige Beschreibung läßt die Tatsache außen vor, daß ebene, elektromagnetische Wellen zwar ein vollständiges Lösungssystem der Gleichung (2.14) bilden, aufgrund ihrer unendlichen Ausdehnung physikalisch jedoch nicht realisierbar sind. Für eine adäquate Beschreibung der Laserstrahlung ist vielmehr eine Lösung gesucht, deren Intensität um die Ausbreitungsachse konzentriert ist, wobei eine leichte Krümmung der Wellenfronten zulässig ist, sogenannte *Gaußsche Strahlen*. Erfolgt die Propagation in Richtung der  $z$ -Achse, so ist ihre räumliche und zeitliche Verteilung gegeben durch [25], [34], [35]:

$$\vec{E}(r, z, t) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp(i(\omega t - kz + \phi(z))) \exp\left(-r^2 \left(\frac{1}{\omega^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)}\right)\right) \vec{e}_z \quad (2.36)$$

Vollständig charakterisiert werden diese durch Angabe des Strahlradius  $\omega(z)$ , des Krümmungsradius der Wellenfronten  $R(z)$  sowie der Wellenlänge  $\lambda$ . Der Strahlradius  $\omega(z)$  ist hierbei als der Abstand von der Ausbreitungsachse definiert, für den die elektrische Feldstärke  $E(r)$  auf  $1/e$  des Maximalwerts abgefallen ist. Alternativ kann die Beschreibung auch durch den minimalen Strahlradius  $\omega_0$ , genannt die *Strahltaille* und die Wellenlänge  $\lambda$  erfolgen. Legt man den Ursprung in die Strahltaille, so läßt sich die Ausbreitung Gaußscher Strahlen durch die folgenden Beziehungen charakterisieren:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}, \quad z_R = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda}, \quad \phi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (2.37)$$

Die Größe  $z_R$ , welche als *Rayleighlänge* bezeichnet wird, steht für den Abstand von der Strahltaille, in dem die Wellenfront die maximale Krümmung besitzt. Für größere Werte von  $|z|$  nimmt die Krümmung wieder ab. Der Strahlradius  $\omega(z)$  nimmt zu beiden Seiten der Strahltaille monoton zu, für große  $|z|$  wächst er linear mit dem Winkel  $\theta = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi \omega_0}\right)$ :

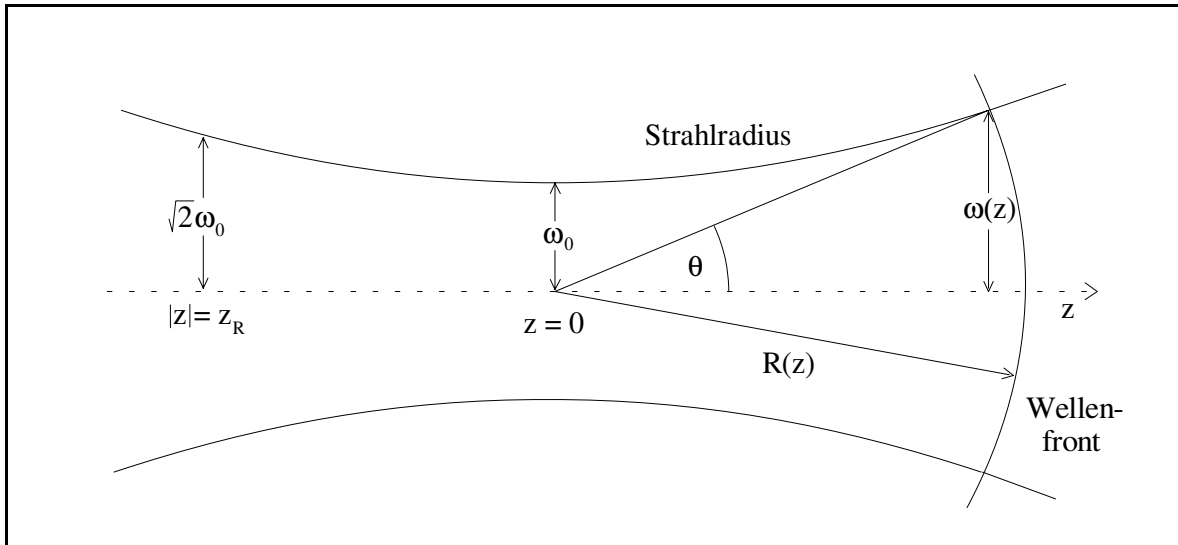


Abbildung 2.3: Charakteristische Größen für die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls



Insbesondere für die Optimierung der nichtlinearen Kopplung zwischen den beteiligten elektromagnetischen Wellen sind der Strahlradius  $\omega(z)$  und die Lage der Strahltaile  $\omega_0$  im nichtlinearen Medium von großer Bedeutung. Eine ausführliche mathematische Behandlung dieser Problematik für den populären Fall der Frequenzverdopplung ( $\omega_1 = \omega_2$ ) wurde bereits in den sechziger Jahren durchgeführt [36], [37], [38], [39]. Hierbei wurde die gaußförmige Feldverteilung (2.36) in das gekoppelte Gleichungssystem (2.16) bis (2.18) eingesetzt.

Unter Vernachlässigung der Intensitätsabnahme der eingestrahlten Felder, d. h. bei geringer Konversionseffizienz, wurde von Boyd und Kleinman [39] eine Lösung der resultierenden Differentialgleichung für die Phasenanpassung vom Typ I angegeben, welche den über numerische Integrationen zu bestimmenden Fokussierparameter  $h$  enthält:

$$I(2\omega) = \frac{2\omega^3 d_{eff}^2}{\pi n(\omega) n(2\omega) \varepsilon_0 c^4} I^2(\omega) L h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu) e^{-\alpha L} \quad (2.38)$$

$$b = \frac{2\pi \omega_0^2 n}{\lambda}, \quad \sigma = \frac{b \Delta k}{2}, \quad \xi = \frac{L}{b}, \quad \mu = \frac{L - 2f}{L}, \quad \kappa = \frac{\alpha b}{2}, \quad B = \frac{\rho}{2} \sqrt{L k_\omega} \quad (2.39)$$

Zusätzlich wurde hier die in realen Medien nicht zu vernachlässigende Absorption berücksichtigt, wobei der entsprechende Koeffizient  $\alpha = \alpha_\omega + \frac{1}{2} \alpha_{2\omega}$  beide Wellenlängen mit unterschiedlicher Wichtung berücksichtigt. Die Größe  $f$  beschreibt die Fokuslage im Kristall.

Im Vergleich zur Lösung für ebene Wellen aus Gleichung (2.20), welche eine quadratische Abhängigkeit von der Kristalllänge  $L$  zeigt, steigt die Intensität der zweiten Harmonischen unter Berücksichtigung Gaußscher Strahlen nur linear mit  $L$  an. Die allgemeine Form der Funktion  $h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu)$  läßt sich zwar für beliebige Parametersätze numerisch bestimmen, interessant ist jedoch auch die Untersuchung der Abhängigkeiten von Fokussierung  $\xi$ , Walk-Off-Winkel  $\rho$  und Phasenanpassung  $\sigma$  unter bestimmten Voraussetzungen. Läßt sich beispielsweise die Absorption für Fundamentallwelle und zweite Harmonische vernachlässigen ( $\kappa = 0$ ), so ergibt sich als optimaler Fokusort die Mitte des nichtlinearen Kristalls ( $\mu = 0$ ). Ist die Phasenanpassung  $\Delta k$  jeweils optimiert, was im Experiment über die Temperatur oder den Winkel erfolgen kann, so ergibt sich die Abhängigkeit der Effizienz als Funktion des Doppelbrechungsparameters  $B$  und der Fokussierung  $\xi$ :

$$h_m(B, \xi) = h(\sigma_{opt}, B \xi^{-\frac{1}{2}}, 0, \xi, 0) \quad (2.40)$$

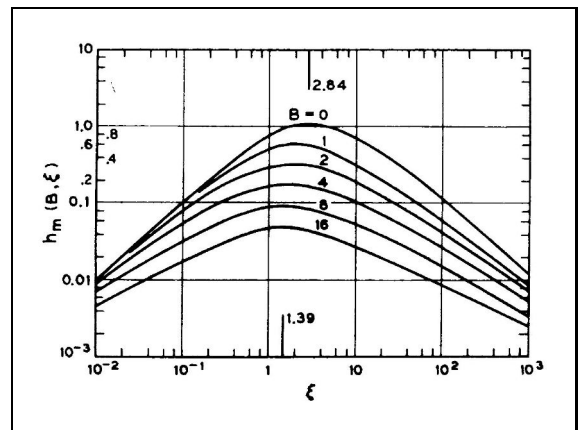


Abbildung 2.4: Numerische Berechnung des Fokussierparameters  $h_m(B, \xi)$  (Typ I)

Die so definierte Funktion  $h_m(B, \xi)$  ist in Abbildung 2.4 doppeltlogarithmisch dargestellt [39].

Für den optimalen Fall nichtkritischer Phasenanpassung ohne Walk-Off ( $B = 0$ ) ergibt sich der maximale Wert der Funktion  $h_m = 1.068$  für den Wert der Fokussierung  $\xi = 2.84$ . Dies entspricht bei gängigen Kristalllängen und einer Wellenlänge von ca.  $1 \mu\text{m}$  einem Strahlradius  $\omega_0$  am Ort des Fokus im nichtlinearen Kristall von wenigen  $10 \mu\text{m}$ , somit einer sehr scharfen Fokussierung. In der Praxis müssen hier jedoch auch andere Gesichtspunkte wie thermische Probleme und die Zerstörschwelle des nichtlinearen Kristalls berücksichtigt werden, dies gilt insbesondere bei der Verwendung gepulster Laser (siehe Kapitel 5). Für größere Werte von  $B$  nimmt die Effizienz deutlich ab und der optimale Wert für die Fokussierung  $\xi$  verschiebt sich leicht zu kleineren Werten  $\xi \rightarrow 1.39$ . Allerdings reduziert sich im Falle großen Walk-Offs auch die Abhängigkeit von der Fokussierung.

Eine Erweiterung dieser Theorie auf den Fall der Phasenanpassung vom Typ II wurde erst 1991 von Zondy [40] vorgestellt. Die Berechnung erfolgt analog, allerdings ist die Situation in diesem Fall komplizierter, da im Unterschied zum Typ I der Walk-Off zwischen den beiden orthogonal zueinander polarisierten Fundamentalwellen berücksichtigt werden muß (siehe Abschnitt 2.2.2). Das Ergebnis ist eine ebenfalls über numerische Integrationen zu bestimmende Funktion  $h_m(B, l)$ , welche analog zu Definition (2.40) zu verwenden ist, allerdings ist der zweite Parameter durch  $l = 2\xi$  definiert. Die Abhängigkeit dieser Funktion

$h_m(B, l)$  von der Fokussierung ist für verschiedene Werte des Doppelbrechungsparameters  $B$  in der nebenstehenden Abbildung 2.5 doppeltlogarithmisch dargestellt [40]. Im Falle nichtkritischer Phasenanpassung ( $B = 0$ ) ist der Funktionsverlauf von  $h_m(B, l)$  mit dem von  $h_m(B, \xi)$  für den Fall der Phasenanpassung vom Typ I identisch. Im Falle eines großen Walk-Offs kommt es jedoch zu einer wesentlich stärkeren Reduzierung der Effizienz als beim Typ I (vgl. hierzu Abbildung 2.4). Hinzu kommt ein

wesentlich flacherer Funktionsverlauf, insbesondere für große Werte von  $B$ , der einen deutlich geringeren Einfluß der Fokussierung anzeigt. Allerdings steigt dann der Einfluß der Fokuslage im Kristall, deren Optimum bei der Phasenanpassung vom Typ II nicht mehr in der Mitte des nichtlinearen Kristalls liegt [40]. Für den Grenzfall schwacher Fokussierung geht der Funktionswert von  $h_m$  für beide Typen der Phasenanpassung in  $\xi$  über. Dies ist identisch mit der Lösung für ebene Wellen (vgl. hierzu Gleichung (2.20)). Es muß jedoch ausdrücklich betont werden, daß die Herleitung der Funktion  $h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu)$  für beide Typen der Phasenanpassung unter der Annahme geringer Konversionseffizienz erfolgte, d. h. in Gleichung (2.38)

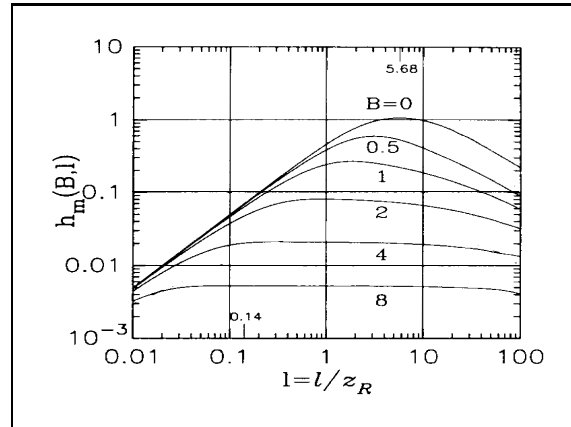


Abbildung 2.5: Numerische Berechnung des Fokussierparameters  $h_m(B, l)$  (Typ II)

ist der Abbau der Fundamentalwelle durch den nichtlinearen Prozeß vernachlässigt. Eine mögliche Berücksichtigung der erforderlichen Energieerhaltung kann erfolgen, wenn der Einfluß der Fokussierung analog zu den Gleichungen (2.20) und (2.21) geeignet übertragen wird [41]:

$$I(2\omega) = I(\omega) \tanh^2 \left( \frac{\sqrt{2} \omega d_{eff}}{\sqrt{\pi \varepsilon_0 c^3 n(2\omega) n(\omega)}} \sqrt{I(\omega) L k_\omega h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu)} e^{-\frac{\alpha L}{2}} \right) \quad (2.41)$$

Mit Hilfe dieser Näherungsformel kann die Erzeugung der zweiten Harmonischen beim einfachen Durchgang (engl. *single-pass*) durch einen nichtlinearen Kristall in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen beschrieben werden.

Befindet sich das nichtlineare Medium jedoch in einem externen Resonator, so kommen Einflüsse durch Phasenverschiebungen (z. B. an *dielektrischen* Spiegel-Beschichtungen) und Rückkonvertierungsprozesse (z. B. *Optisch-parametrische Oszillation*) hinzu. Des weiteren hat hier die Absorption eine wesentlich größere Bedeutung, da sie die erreichbare Überhöhung im Resonator und damit die maximal zur Verfügung stehende Amplitude des elektrischen Feldes begrenzt. Diese Einflüsse werden in Abschnitt 2.3.1 ausführlich diskutiert.

### Akzeptanzbereiche

Um in der Praxis eine möglichst optimale Phasenanpassung zu erreichen, ist neben der genauen Kenntnis der Phasenanpassungstemperatur  $T$  oder des Phasenanpassungswinkels  $\theta$  auch die *Akzeptanzbandbreite* für diese Parameter von großer Bedeutung. Damit läßt sich z. B. abschätzen, wie stabil eine Temperaturregelung arbeiten muß, bzw. wie genau ein Winkel eingestellt werden muß. Die Akzeptanzbandbreite wird konventionell in der Näherung ebener Wellen definiert, wo die Phasenfehlانpassung durch die Funktion  $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$  bestimmt wird (siehe Gleichung (2.20)). Als Akzeptanzbereich ist hierbei die Variationsbreite einer Größe definiert, innerhalb der der Funktionswert auf  $\frac{1}{2}$  abgenommen hat. Dies entspricht einer maximalen Fehlanpassung von  $\Delta k = 0.886 \pi/L$ .

Entwickelt man die Abhängigkeit der Fehlanpassung  $\Delta k$  von einem physikalischen Parameter  $x$  (mit  $x = T, \theta, \lambda, \nu$ ) in einer Taylor-Reihe um den optimalen Phasenanpassungspunkt  $x = x_{pm}$ ,

$$\Delta k = \Delta x \left. \frac{\partial k}{\partial x} \right|_{x=x_{pm}} + \Delta x^2 \left. \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} \right|_{x=x_{pm}} + \Delta x^3 \left. \frac{\partial^3 k}{\partial x^3} \right|_{x=x_{pm}} + \dots \quad (2.42)$$

so bestimmt der erste nichtverschwindende Term dieser Reihe den Akzeptanzbereich bzgl.  $x$ . Für die Winkelphasenanpassung ergibt sich die Akzeptanzbandbreite des Phasenanpassungswinkels  $\theta$  somit aus der Ableitung  $\partial k/\partial \theta$ , welche proportional zu  $\partial n_e/\partial \theta$  ist. Im Falle nichtkritischer Phasenanpassung ( $\theta = 90^\circ$ ) verschwindet die erste Ableitung, weshalb der Akzeptanzbereich dann durch die zweite Ableitung gegeben ist und wesentlich größer ist. Für gängige nichtlineare Kristalle sind entsprechende Formeln beispielsweise in [23] tabelliert.

## 2.3 Optimierung der Konversionseffizienz

Die im vorangegangenen Abschnitt 2.2 diskutierten Voraussetzungen für eine Frequenzkonversion in nichtlinearen Medien bilden die theoretische Grundlage für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellten Lasersysteme. Es darf hierbei jedoch nicht übersehen werden, daß die ausgenutzten nichtlinearen Effekte sehr klein sind. Selbst bei optimaler Phasenanpassung ( $\Delta k = 0$ ) und idealer Fokussierung ( $\xi = 2.84$ ,  $h_m = 1.068$ ) (siehe hierzu Abschnitt 2.2.3) liegt die Konversionseffizienz bei Verwendung eines im *Dauerstrich-Betrieb* (engl. *continuous wave*, *cw*) emittierenden Lasers mit einem Watt Ausgangsleistung beim einfachen Durchgang durch das nichtlineare Medium bei weniger als einem Promille. Lediglich beim Einsatz gepulster Laser, welche problemlos Spitzenleistungen von einigen zehn Kilowatt erreichen können (siehe hierzu Kapitel 5), ist somit die Verwendung von nichtlinearen Kristallen im Einfach-Durchgang sinnvoll. Diese Einschränkung könnte allerdings in den nächsten Jahren zu relativieren sein, wenn im Labormaßstab bereits realisierte Ergebnisse mit QPM-Kristallen großer Länge [42] sich in kommerziell erhältlichen Produkten widerspiegeln.

Die einfachste Methode zur Erhöhung der nichtlinearen Wechselwirkung stellt die Platzierung des nichtlinearen Mediums im Laserresonator (engl. *intra-cavity*) dar, wobei die hohe resonatorinterne Leistung der Fundamentalwelle ausgenutzt wird. Bei dieser sog. resonator-internen Frequenzkonversion treten allerdings meist extreme Schwankungen in der Leistung der zweiten Harmonischen auf, welche in der Literatur als *Grün-Problem* bezeichnet werden [6]. Ursache für diese Fluktuationen ist die Kopplung mehrerer *longitudinaler Moden* über Summenfrequenz-Mischung und Frequenzverdopplung im nichtlinearen Medium. Diese Kopplung führt zu einem *Modenwettbewerb* im Laser, welcher dann ein chaotisches System darstellt. Stabiler Einfrequenz-Betrieb mit resonatorinterner Frequenzverdopplung ist experimentell nur sehr schwierig zu realisieren. Im vorliegenden Fall kommt hinzu, daß die Platzierung des nichtlinearen Mediums im Laserresonator aufgrund des *monolithischen* Resonatorkonzepts [19], [43], [44] der im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Einfrequenz-Laser (siehe hierzu Kapitel 3) nicht zu realisieren ist.

Für die im Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit vorgestellten Einfrequenz-Lasersysteme im Dauerstrich-Betrieb wird daher eine alternative Methode eingesetzt, nämlich die Platzierung des nichtlinearen Mediums in einen externen Resonator, in dem die Fundamentalwelle resonant überhöht wird und intern ein Vielfaches der eingestrahnten Welle erreichen kann [8]. Dies ermöglicht hohe Konversionseffizienzen mit Dauerstrichlasern [9]. Allerdings erfordert diese Technik eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge, um diese auf einem Wert zu halten, der einem Vielfachen der halben Laserwellenlänge entspricht. Nur so ist jedoch eine Frequenzkonversion unter Beibehaltung der hervorragenden Eigenschaften monolithischer Laser hinsichtlich Frequenz- und Amplitudenstabilität möglich. Verschiedene technische Verfahren zur aktiven Stabilisierung der Resonatorlänge werden in Abschnitt 2.4 vorgestellt.

Im folgenden Abschnitt sollen nun die theoretischen Grundlagen der resonanten Frequenzkonversion im externen Resonator ausgehend von den in Abschnitt 2.2 vorgestellten Zusammenhängen erarbeitet werden. Des weiteren wird gezeigt, nach welchen Gesichtspunkten in der Praxis die Konversionseffizienz optimiert werden kann.

### 2.3.1 Leistungsüberhöhung im externen Resonator

Die Ableitung der Zusammenhänge bei der Wechselwirkung resonanter Felder mit einem nichtlinearen Medium ist mit Hilfe der klassischen Theorie möglich [45], wobei für die praktische Umsetzung und den Vergleich zwischen Theorie und Experiment besonderes Augenmerk auf die Normierung der auftretenden Größen, insbesondere der Kopplungsparameter, gelegt werden muß. Diese wurde im folgenden analog zur Diskussion in [46] gewählt. In Abbildung 2.6 ist schematisch ein externer Resonator dargestellt, der aus einem Einkoppelspiegel mit Reflektivität  $r_s$  und Transmission  $t_s$  (jeweils für die Amplitude der Felder), einem nichtlinearen Kristall der Länge  $L$  und einem oder mehreren weiteren Spiegeln besteht.

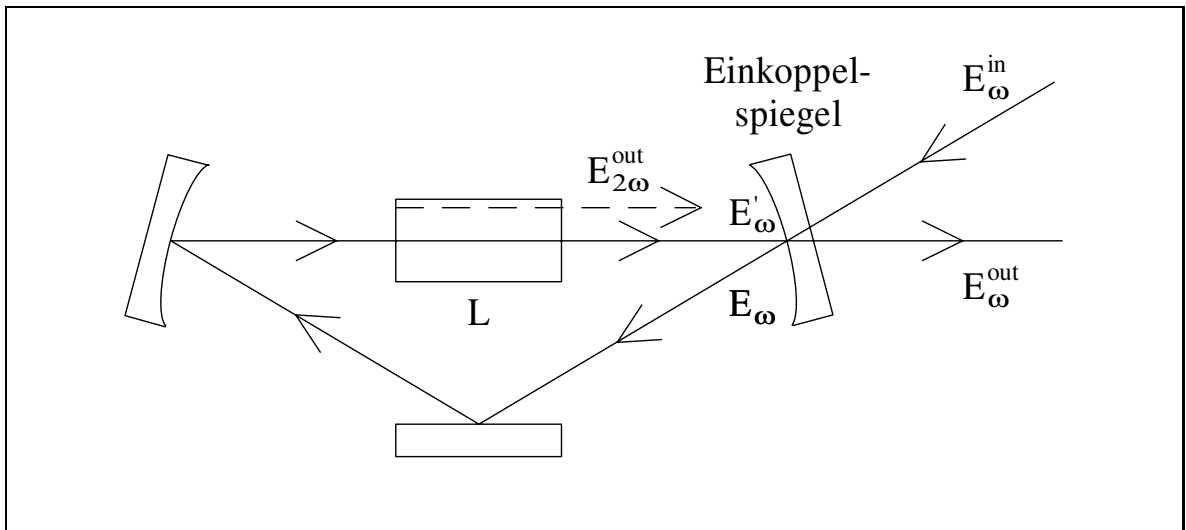


Abbildung 2.6: Schema eines externen Resonators mit nichtlinearem Medium der Länge  $L$

Ausgehend von der *slowly varying envelope approximation* (siehe Gleichung (2.19)) ergeben sich im Falle der Frequenzverdopplung ( $\omega_1 = \omega_2$ ,  $\omega_3 = 2\omega_1$ ) mit Gaußschen Strahlen die folgenden Amplitudengleichungen [21]:

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = -i \kappa' E_1^*(z) E_3(z) f^*(\Delta k, z) \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = -i \kappa' |E_1|^2(z) f(\Delta k, z) \quad (2.44)$$

$$\text{mit } f(\Delta k, z) = \frac{e^{i \Delta k z}}{1 + i \frac{z}{z_R}} \quad (2.45)$$

Hierbei beschreibt  $\kappa'$  die nichtlineare Kopplung und  $f(\Delta k, z)$  die Phasenanpassungsfunktion.

Für  $z_R \rightarrow \infty$  erhält man daraus wieder die Näherung für ebene Wellen analog zu den Gleichungen (2.16) und (2.18). Integriert man nun über die Länge  $L$  des nichtlinearen Mediums ergibt sich in erster Näherung:

$$E_1(L) = E_1(0) - i \kappa' E_1^*(0) E_3(0) g(\Delta k, L) \quad (2.46)$$

$$E_3(L) = E_3(0) - i \kappa' |E_1|^2(0) g(\Delta k, L) \quad (2.47)$$

$$\text{mit } g(\Delta k, L) = \int_0^L f(\Delta k, z) dz \quad (2.48)$$

In Abbildung 2.6 beschreibt  $E^{in}$  das eingestrahelte Feld vor dem Einkoppelspiegel,  $E$  das interne Feld direkt nach dem Spiegel und  $E'$  das Feld nach einem Resonatorumlauf in der Zeit  $\tau$ . Dies führt aus Gründen der Selbstkonsistenz auf die Randbedingung am Einkoppelspiegel:

$$E_i(0, t + \tau) = r_s E_i(L, t) + t_s E_i^{in}(t) \quad (2.49)$$

Hierbei wurde vorausgesetzt, daß sich die Amplitude des Feldes außerhalb des nichtlinearen Mediums nur wenig ändert (engl. *mean field approximation*). Durch eine Taylor-Entwicklung der linken Seite bis zur ersten Ordnung erhält man daraus:

$$\frac{\partial E_i(0, t)}{\partial t} \tau + E_i(0, t) = r_s E_i(L, t) + t_s E_i^{in}(t) \quad (2.50)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (2.46) und (2.47) in (2.50) erhält man schließlich die Differentialgleichungen für die in der Quantenoptik gebräuchlichen dimensionslosen Felder:

$$\dot{\alpha}_1 = -\gamma_1^s \alpha_1 + \kappa \alpha_1^* \alpha_3 + \sqrt{2 \gamma_1^s} \epsilon_1^{in} \quad (2.51)$$

$$\dot{\alpha}_3 = -\gamma_3^s \alpha_3 - \frac{\kappa}{2} \alpha_1^2 + \sqrt{2 \gamma_3^s} \epsilon_3^{in} \quad (2.52)$$

Hierbei wurden die folgenden Skalierungen bzw. Definitionen verwendet [46]:

$$E_1 = \sqrt{\hbar \omega_1} \sqrt{\frac{r_{s,1}}{\tau_1}} \alpha_1, \quad E_3 = i \sqrt{\hbar \omega_3} \sqrt{\frac{r_{s,3}}{\tau_3}} \alpha_3, \quad \kappa = \kappa' \frac{r_{s,1}}{\tau_1} \sqrt{\frac{r_{s,3}}{\tau_3}} \sqrt{\hbar \omega_3} g(\Delta k z) \quad (2.53)$$

$$E_1^{in} = \sqrt{\hbar \omega_1} \sqrt{r_{s,1}} \epsilon_1^{in}, \quad E_3^{in} = i \sqrt{\hbar \omega_3} \sqrt{r_{s,3}} \epsilon_3^{in}, \quad \gamma_i^s = \frac{T_i^s}{2 \tau_i}, \quad (1 - r_{s,i}) \approx \frac{T_i^s}{2} \quad (2.54)$$

Die Differentialgleichungen (2.51) und (2.52) beschreiben die Kopplung der beiden resonator-internen Felder über das nichtlineare Medium sowie eine Einkopplung durch den ersten Spiegel  $\gamma_1^s$ . Hierbei wurde vorausgesetzt, daß beide Felder in Resonanz sind und keine zusätzlichen Verluste durch die übrigen Spiegel oder das nichtlineare Medium auftreten. Weitere lineare Verluste  $\gamma_i^o$  und eine Verstimmung gegen die Resonanz  $i \Delta_i$  können jedoch wie folgt berücksichtigt werden:

$$\dot{\alpha}_1 = -(\gamma_1 + i \Delta_1) \alpha_1 + \kappa \alpha_1^* \alpha_3 + \sqrt{2 \gamma_1^s} \epsilon_1^{in} \quad (2.55)$$

$$\dot{\alpha}_3 = -(\gamma_3 + i \Delta_3) \alpha_3 - \frac{\kappa}{2} \alpha_1^2 + \sqrt{2 \gamma_3^s} \epsilon_3^{in} \quad (2.56)$$

$$\text{mit } \gamma_i = \gamma_i^s + \gamma_i^o \quad (2.57)$$

In der gewählten Normierung (2.53) und (2.54) sind die eingestrahle Leistung  $I_i^{in}$ , die zirkulierende Leistung  $I_i^g$  und die ausgekoppelte Leistung  $I_i^{out}$  über die folgenden Beziehungen mit den Pumpraten  $\epsilon_i^{in}$  bzw. den skalierten Feldern  $\alpha_i$  verknüpft:

$$I_i^{in} = \hbar \omega_i |\epsilon_i^{in}|^2, \quad I_i^g = \frac{\hbar \omega_i}{\tau_i} |\alpha_i|^2, \quad I_i^{out} = 2 \hbar \omega_i \gamma_i^s |\alpha_i|^2 \quad (2.58)$$

Das Betragsquadrat der skalierten Größen entspricht folglich einer Photonenzahl.

Die durch die Differentialgleichungen (2.55) und (2.56) beschriebene *doppeltresonante* Frequenzverdopplung erlaubt schon bei geringen Pumpleistungen von einigen Milliwatt hohe Konversionseffizienzen (> 50 %) sowie das Studium nichtklassischer Effekte des Lichtfeldes (sog. *gequetsche Zustände*) [47], [48] mit Hilfe einer quantenoptischen Beschreibung [49]. In der Praxis hat sie jedoch nur sehr geringe Bedeutung, da sehr hohe Anforderungen an die dielektrischen Beschichtungen, die Qualität der verwendeten Kristalle und die Stabilisierungselektronik gestellt werden. Das Problem ist hierbei insbesondere, daß zwei Felder unabhängig voneinander kontrolliert und stabilisiert werden müssen. Es wurde allerdings gezeigt, daß die Konversionseffizienz für höhere Pumpleistungen (> 100 mW) nur geringfügig höher ist als bei der *einfachresonanten* Frequenzverdopplung, welche nur die Fundamentalwelle resonant überhöht und die erzeugte zweite Harmonische direkt auskoppelt [50].

Der Übergang vom doppeltresonanten zum einfachresonanten Fall kann nun vollzogen werden, indem man die Dynamik des harmonischen Felder adiabatisch eliminiert, d. h. man löst Gleichung (2.56) für den Fall  $\dot{\alpha}_3 = 0$ . Ohne resonante Überhöhung des harmonischen Feldes kann nun o. B. d. A.  $\Delta_3 = 0$  und  $\gamma_3 = \gamma_3^s$  gesetzt werden und es ergibt sich die Lösung für den Gleichgewichtszustand:

$$\alpha_3^g = -\frac{\kappa}{2\gamma_3} |\alpha_1|^2 + \frac{\sqrt{2}\epsilon_3^{in}}{\sqrt{\gamma_3}} \quad (2.59)$$

Durch Substitution von (2.59) in Gleichung (2.55) erhält man schließlich die Differentialgleichung für den Fall der einfachresonanten Frequenzverdopplung:

$$\dot{\alpha}_1 = -(\gamma_1 + i\Delta_1) \alpha_1 - \mu |\alpha_1|^2 \alpha_1 + 2\sqrt{\mu} \epsilon_3^{in} \alpha_1^* + \sqrt{2\gamma_1^s} \epsilon_1^{in}, \quad \mu = \frac{\kappa^2}{2\gamma_3} \quad (2.60)$$

Weitere Vereinfachungen ergeben sich durch Vernachlässigung der Verstimmung gegen die Resonanz ( $\Delta_1 = 0$ ) und durch die Tatsache, daß bei der Frequenzverdopplung üblicherweise kein harmonisches Feld eingestrahlt wird ( $\epsilon_3^{in} = 0$ ), was schließlich auf die folgende kubische Gleichung für den Gleichgewichtszustand von  $\alpha_1$  führt:

$$\alpha_1^3 + \frac{\gamma_1}{\mu} \alpha_1 - \frac{\sqrt{2\gamma_1^s}}{\mu} \epsilon_1^{in} = 0 \quad (2.61)$$

Hierbei wurde o. B. d. A. die relative Phase des Feldes  $\alpha_1$  so gewählt, daß dieses reell ist. Diese Gleichung kann nun beispielsweise analytisch nach der Formel von Cardani [51] oder natürlich numerisch gelöst werden.

Eine Lösung für den Gleichgewichtszustand von  $\alpha_1$  läßt sich jedoch auch in impliziter Form angeben,

$$\alpha_1^g = \frac{\sqrt{2\gamma_1^s} \epsilon_1^{in}}{\gamma_1 + \mu |\alpha_1^g|^2} = \frac{\sqrt{2\gamma_1^s} \epsilon_1^{in}}{\gamma_1 + \gamma_{nl}} \quad (2.62)$$

wobei  $\gamma_{nl}$  den nichtlinearen Verlustfaktor beschreibt. Dieser ist aber natürlich von der resonatorinternen Feldstärke und damit indirekt von der eingekoppelten Leistung abhängig.

Um das in der Praxis interessierende Feld der zweiten Harmonischen außerhalb des Resonators zu erhalten, müssen die Randbedingungen am Auskoppelspiegel für die Gleichgewichtszustände der Felder betrachtet werden. Entsprechend Abbildung 2.6 soll dabei die Einkopplung der Fundamentalwelle und die Auskopplung der zweiten Harmonischen durch denselben Spiegel erfolgen:

$$\alpha_1^{out} = \sqrt{2\gamma_1^s} \alpha_1^g - \epsilon_1^{in} \quad (2.63)$$

$$\alpha_3^{out} = \sqrt{2\gamma_3^s} \alpha_3^g - \epsilon_3^{in} \quad (2.64)$$

Mit den oben eingeführten Annahmen ( $\Delta_3 = 0$ ), ( $\epsilon_3^{in} = 0$ ) und ( $\gamma_3 = \gamma_3^s$ ) und Gleichung (2.59) erhält man für das ausgekoppelte Feld somit:

$$\alpha_3^{out} = -\frac{\kappa}{\sqrt{2\gamma_3^s}} |\alpha_1^g|^2 = -\sqrt{\mu} |\alpha_1^g|^2 \quad (2.65)$$

Für eine Darstellung der oben erläuterten Zusammenhänge mit physikalisch meßbaren Größen kann auf die in (2.58) eingeführten Normierungen zurückgegriffen werden. Die Bestimmungsgleichung für die im Resonator zirkulierende Leistung der Fundamentalwelle ergibt sich dann aus (2.61) zu:

$$\sqrt{I_1^3} + \frac{T_1^s + T_1^o}{\Gamma} \sqrt{I_1} - \frac{2\sqrt{T_1^s}}{\Gamma} \sqrt{I_1^{in}} = 0 \quad (2.66)$$

$$\text{mit } \Gamma = \frac{2\mu \tau^2}{\hbar \omega_1} \quad (2.67)$$

Der hier eingeführte Parameter  $\Gamma$  kann jedoch durch Komponentenvergleich mit den Gleichungen (2.38), (2.43) bis (2.45) und (2.53) auch in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\Gamma = \frac{2\omega_1^3 d_{eff}^2}{\pi n^2 c^4 \epsilon_0} L h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu) e^{-\alpha L} =: \gamma_K L h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu) \quad (2.68)$$

Der Faktor  $\Gamma$  stellt somit die *effektive Nichtlinearität* für die Kopplung zwischen der erzeugten Leistung der zweiten Harmonischen und der resonatorinternen Leistung der Fundamentalwelle  $I_1$  dar. Für die aus dem Resonator ausgekoppelte Leistung der zweiten Harmonischen erhält man mit Hilfe von Gleichung (2.65) und der Definition (2.58) somit,

$$I_3^{out} = \Gamma (I_1^g)^2 \quad (2.69)$$

wobei  $I_1^g$  die Gleichgewichtslösung der Bestimmungsgleichung (2.66) beschreibt.



Dieser analog zum Fall der Frequenzkonversion im einfachen Durchgang (vgl. hierzu die Abschnitte 2.2.1 und 2.2.3) definierte Zusammenhang ist hier gerechtfertigt, da die Forderung nach Energieerhaltung schon durch die Selbstkonsistenz der Gleichgewichtslösung  $I_1^g$  berücksichtigt ist:

$$I_1^g = \frac{\sqrt[3]{3} (\sqrt[3]{9} \Phi \Gamma - 3 (T_1^s + T_1^o))^2}{27 \Phi \Gamma^2} \quad (2.70)$$

$$\text{mit } \Phi = \left( 9 \sqrt{\frac{T_1^s I_1^{in}}{\Gamma^2}} + \sqrt{\frac{3}{\Gamma^3}} \sqrt{(T_1^s + T_1^o)^3 + 27 \Gamma T_1^s I_1^{in}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.71)$$

Durch Anwendung der Gleichungen (2.70) und (2.69) lässt sich somit die zu erwartende Leistung der zweiten Harmonischen  $I_3^{out}$  berechnen, wenn die Transmission ( $T_1^s, T_3^s$ ) des Einkoppelspiegels, die linearen Verluste im Resonator  $T_1^o$  sowie die effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  des verwendeten Kristalls bekannt sind. Alternativ kann eine oder mehrere dieser Größen auch als Parameter für eine Ausgleichskurve nach der *Methode der kleinsten Fehlerquadrate* [51] (engl. *least-squares-fit*) verwendet werden (siehe hierzu Kapitel 4). Zur Charakterisierung der Kristallqualität und zum Vergleich mit theoretischen Berechnungen, definiert man die *interne Konversionseffizienz*,

$$\eta = \frac{I_3^{out}}{I_1^{in}} = \frac{4 \gamma_1^s \gamma_{nl}}{(\gamma_1 + \gamma_{nl})^2} \quad (2.72)$$

welche die aus dem Resonator ausgekoppelte Leistung der zweiten Harmonischen mit der eingekoppelten Pumpleistung der Fundamentalwelle in Relation setzt.

Die folgende Abbildung 2.7 zeigt die theoretisch berechnete Konversionseffizienz für zwei unterschiedliche Werte der Transmission  $T_1^s = 1.0 \%$  und  $T_1^s = 2.5 \%$  des Einkoppelspiegels. Für die linearen Verluste des Resonators wurde  $T_1^o = 0.5 \%$ , für die effektive Nichtlinearität  $\Gamma = 1 \cdot 10^{-3}/\text{W}$  und für die Auskoppeltransmission  $T_3^s = 100 \%$  eingesetzt. Während im Falle der kleineren Einkopplung bereits bei etwa 350 mW eingekoppelter Leistung die maximale Effizienz von etwa 65 % erreicht wird, steigt diese bei der größeren Einkopplung bis zu einer Pumpleistung von einem Watt stetig an und erreicht dort Werte von über 80 %. Die Einkoppeltransmission sorgt für den Ausgleich der nichtlinearen Verluste  $\gamma_{nl}$  im Resonator. Wie schon im Zusammenhang mit Gleichung (2.62) diskutiert, sind diese jedoch wiederum von der eingekoppelten Leistung abhängig, weshalb die Einkoppeltransmission  $T_1^s$  jeweils nur für einen Parametersatz (s. o.) und für eine vorgegebene Pumpleistung optimiert werden kann.

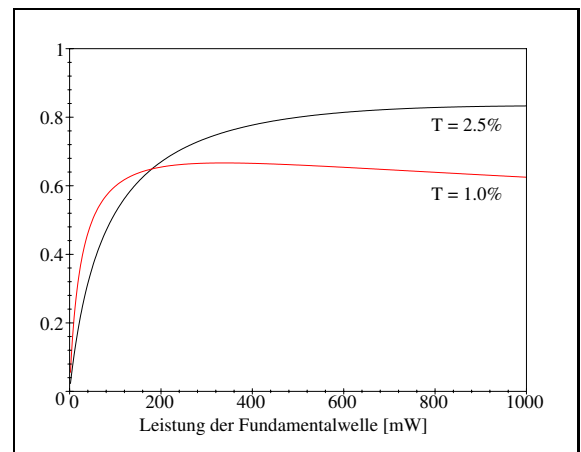


Abbildung 2.7: Berechnete Konversionseffizienz für zwei Einkoppeltransmissionen

### 2.3.2 Impedanzanpassung

Die Optimierung der Einkoppeltransmission dient im vorliegenden Fall wie oben beschrieben der Maximierung der Konversionseffizienz im externen Resonator. Dies ist jedoch gleichbedeutend mit der Minimierung der vom Einkoppelspiegel zurückreflektierten Pumpleistung. Da dieses Problem große Ähnlichkeit mit der Einkopplung elektrischer Energie in einen elektronischen Schwingkreis hat, wird dieser Optimierungsprozeß analog zur Elektrotechnik häufig als *Impedanzanpassung* bezeichnet.

Die Amplitude des reflektierten Feldes außerhalb des Resonators läßt sich mit Hilfe der Randbedingung (2.63) erhalten. Sie setzt sich aus dem Anteil des direkt reflektierten Pumplichts und dem teilweise ausgekoppelten resonatorinternen Feld zusammen. Durch Einsetzen der Lösung für den Gleichgewichtszustand (2.62) in (2.63) ergibt sich schließlich:

$$\alpha_1^{out} = \varepsilon_1^{in} \left( \frac{2\gamma_1^s}{\gamma_1^s + \gamma_1^o + \gamma_{nl}} - 1 \right) \quad (2.73)$$

Die Amplitude des reflektierten Feldes verschwindet, d. h. die beiden oben beschriebenen Anteile interferieren vollständig destruktiv, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\gamma_1^s = \gamma_1^o + \gamma_{nl} = \gamma_1^o + \mu |\alpha_1^g|^2 \quad (2.74)$$

Die Transmission des Einkoppelspiegels muß folglich der Summe der linearen und nichtlinearen Verluste im Resonator entsprechen. Durch erneutes Einsetzen der Lösung (2.62) in die rechte Seite von Gleichung (2.74) und Verwendung der Beziehung ( $\gamma_{nl} = \gamma_1^s - \gamma_1^o$ ) erhält man schließlich eine quadratische Gleichung zur Bestimmung von  $\gamma_1^s$ :

$$(\gamma_1^s)^2 - \gamma_1^o \gamma_1^s - \frac{\mu |\varepsilon_1^{in}|^2}{2} = 0 \quad (2.75)$$

Die Lösung dieser Gleichung und Einsetzen der Definitionen (2.54), (2.58) und (2.67) ergeben für die optimale Einkoppeltransmission:<sup>1</sup>

$$T_{1,opt}^s = \frac{T_1^o}{2} + \sqrt{\left(\frac{T_1^o}{2}\right)^2 + \Gamma I_1^{in}} \quad (2.76)$$

Es sei an dieser Stelle daran erinnert, daß  $T_1^o$  die Summe aller linearen Verluste für die Fundamentalwelle im Resonator beschreibt, mit Ausnahme des Einkoppelspiegels. Dies umfaßt die Transmission der übrigen Resonatorspiegel ebenso wie die Absorption im nichtlinearen Kristall und weiteren evtl. vorhandenen optischen Komponenten (z. B. Wellenplatten, etc.). Für die Konversionseffizienz im Falle optimaler Impedanzanpassung ( $\gamma_1^s = \gamma_1^o + \gamma_{nl}$ ) erhält man:

$$\eta_{max} = \frac{I_3^{out}}{I_1^{in}} = \frac{4\gamma_1^s \gamma_{nl}}{(\gamma_1^s + \gamma_{nl})^2} = \frac{\gamma_1^s - \gamma_1^o}{\gamma_1^s} = 1 - \frac{T_1^o}{T_1^s} \quad (2.77)$$

<sup>1</sup>Diese Formel wurde bereits in [52] angegeben, allerdings ohne nachvollziehbare Herleitung.

Unter diesen Voraussetzungen ist die maximale Konversionseffizienz somit nur vom Verhältnis der linearen Verluste zur Einkoppeltransmission abhängig. Eine Minimierung dieser Verluste und die Optimierung der Einkopplung sind somit entscheidend. In der Praxis ist die optimale Impedanzanpassung allerdings meist nicht zu erreichen, da nur eine begrenzte Zahl von unterschiedlichen Einkoppeltransmissionen zur Verfügung steht. Die Abhängigkeit der erreichbaren Konversionseffizienz von der

Einkoppeltransmission ist in der nebenstehenden Abbildung 2.8 dargestellt. Hierbei wurden dieselben Parameter wie für die Berechnungen in Abbildung 2.7 verwendet und eine Pumpleistung von 500 mW vorausgesetzt. Die optimale Einkopplung für diese Pumpleistung beträgt 2.5 %, allerdings ist der Kurvenverlauf unterhalb des Maximums deutlich kritischer als oberhalb. Im Zweifelsfall wird man daher eher eine zu große Einkoppeltransmission riskieren als den Resonator zu *unterkoppeln*. Es sei an dieser Stelle

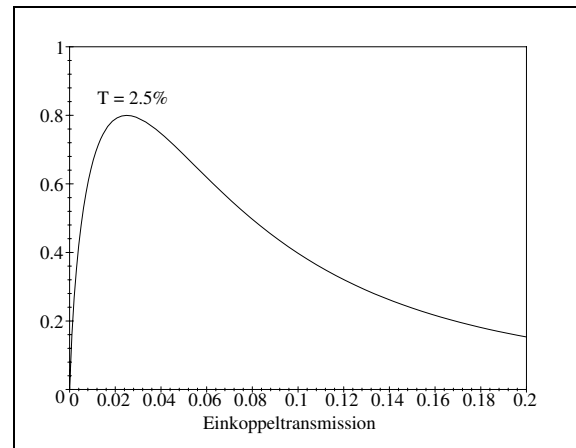


Abbildung 2.8: Berechnete Konversionseffizienz als Funktion der Einkopplung

jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Optimierung der Einkopplung für eine vorher festgelegte Pumpleistung der Fundamentalwelle erfolgte. Eine Optimierung der Pumpleistung für eine fest gewählte Einkoppeltransmission liefert grundsätzlich ein anderes Ergebnis. Dies läßt sich beispielsweise in Abbildung 2.7 ablesen: Für eine Pumpleistung von 500 mW liefert die gewählte Einkopplung von 2.5 % wie oben zu sehen die maximale Konversionseffizienz, für größere Pumpleistungen steigt die erreichbare Konversionseffizienz jedoch noch weiter an. Wie aus Gleichung (2.76) abzulesen ist,

verschiebt sich die optimale Einkoppeltransmission bei gleichen linearen Verlusten mit steigender Pumpleistung zu größeren Werten. Zusätzlich steigt die erreichbare Konversionseffizienz an. Dieses Verhalten ist deutlich in der nebenstehenden Abbildung 2.9 zu erkennen, welche die resultierende Konversionseffizienz dreidimensional als Funktion der Einkopplung (linke Achse) und der eingekoppelten Pumpleistung in Milliwatt (rechte Achse) darstellt. Für die effektive Nichtlinearität und die linearen Verluste im Resonator wurden dieselben Werte wie oben verwendet.

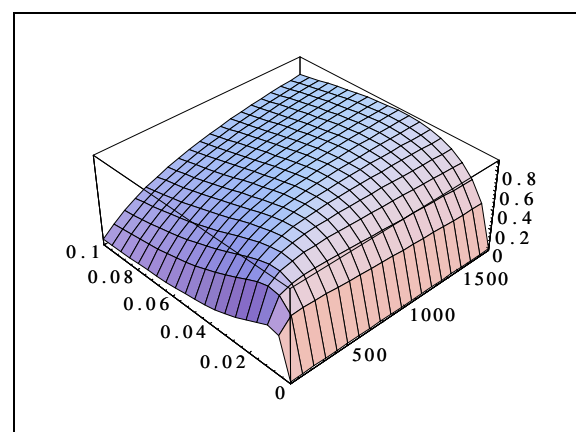


Abbildung 2.9: Berechnete Konversionseffizienz als Funktion der Einkoppeltransmission und der Pumpleistung

### 2.3.3 Geometrische Optimierung

Neben der Impedanzanpassung ist die geometrische Einkopplung in den externen Resonator, die sogenannte *Modenanpassung*, von großer Bedeutung für eine effiziente Frequenzkonversion. Die sog. transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ), welche durch Gleichung (2.36) definiert ist, stellt zwar die einfachste, jedoch nicht die einzige räumliche Eigenschwingung (*Mode*) in einem optischen Resonator dar. Es existieren vielmehr transversale Moden höherer Ordnung ( $\text{TEM}_{mn}$ ), welche weniger stark um die Ausbreitungsachse konzentriert sind. In kartesischen Koordinaten ergeben sich diese aus dem Produkt der Gleichung (2.36) mit zwei Hermite-Polynomen der Ordnung  $m$  und  $n$  [51], [53]. Aber auch jede Linearkombination dieser Moden ist wieder eine Lösung. Abgesehen von einigen Sonderfällen sind diese höheren Moden nicht mit der Grundmode *entartet*, d. h. sie haben unterschiedliche Frequenzen und Umlaufzeiten im Resonator [34], [35]. Die folgende Darstellung bezieht sich auf lineare Stehwellen-Resonatoren, ist jedoch problemlos auf Ringresonatoren zu übertragen.

Wird nun ein gaußförmiger Laserstrahl in einen optischen Resonator eingekoppelt, so werden im allgemeinen mehrere transversale Moden oszillieren. Soll nur die Grundmode des Resonator angeregt werden, so muß die Strahltaile  $\omega_{0,1}$  des Lasers mit Hilfe eines optischen Systems in die Strahltaile der Resonatorgrundmode  $\omega_{0,2}$  abgebildet werden, wie in der nebenstehenden Abbildung 2.10 dargestellt. Eine solche Strahltaile existiert nach Definition in jedem stabilen Resonator [53], [54]. Die Modenanpassungs-Bedingung ist erfüllt, wenn die beiden Strahltaillen denselben Durchmesser haben und sich am selben Ort im Resonator befinden. Die (theoretisch) einfachste Art der Modenanpassung läßt sich wie oben gezeigt mit nur einer dünnen Linse beliebiger Brennweite  $f$  realisieren, welche die folgenden Abstände von der Strahltaile des Lasers  $\omega_{0,1}$  bzw. von der Strahltaile des Resonators  $\omega_{0,2}$  hat [53]:

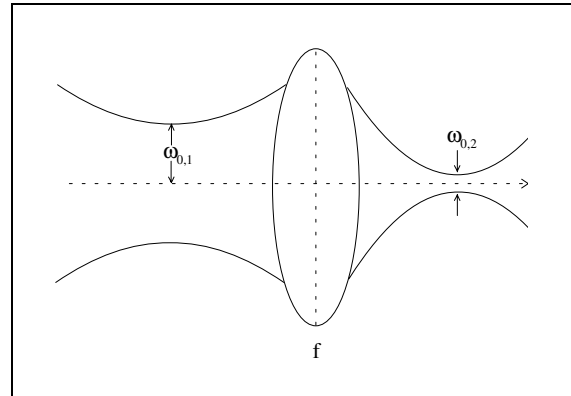


Abbildung 2.10: Transversale Modenanpassung mit Hilfe einer Linse

$$d_1 = f \pm \frac{\omega_{0,1}}{\omega_{0,2}} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (2.78)$$

$$d_2 = f \pm \frac{\omega_{0,2}}{\omega_{0,1}} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (2.79)$$

$$\text{mit } f_0 = \frac{\pi \omega_{0,1} \omega_{0,2}}{\lambda} \quad (2.80)$$

Eine Abbildung ist möglich, wenn in beiden Formeln entweder die positiven oder die negativen Vorzeichen verwendet werden und die Brennweite der Linse die Bedingung  $f > f_0$

erfüllt. In der Praxis ist die Modenanpassung mit nur einer Linse jedoch nicht zu empfehlen, da jede Verschiebung in Richtung der Ausbreitungsachse zu einer Veränderung der abgebildeten Strahltaile hinsichtlich Ort und Durchmesser führt. Dies ist insbesondere dann kritisch, wenn die Strahltaile des Resonators sehr klein ( $\omega_{0,2} < 100 \mu\text{m}$ ) ist. In diesem Fall ist die Verwendung einer weiteren Linse zu empfehlen, um Ort und Größe der abgebildeten Strahltaile unabhängig voneinander verändern zu können. Weitere Probleme können auftreten, wenn der einzukoppelnde Laserstrahl ein leicht elliptisches Strahlprofil ( $\omega_{0,x} \neq \omega_{0,y}$ ) hat oder einen *Astigmatismus* zeigt, d. h. die Strahltaile  $\omega_{0,x}$  und  $\omega_{0,y}$  liegen nicht am selben Ort [26].

Für eine effiziente Frequenzkonversion ist die Einkopplung eines möglichst großen Teils der Pumpleistung in die Grundmode des Resonators wünschenswert, um die zweite Harmonische mit optimaler Strahlqualität zu erzeugen. Hinzu kommt die Tatsache, daß aufgrund der unterschiedlichen Frequenzen der transversalen Moden (s. o.) durch die Stabilisierung der Resonatorlänge nur eine dieser Moden in Resonanz gehalten werden kann (siehe hierzu Abschnitt 2.4). Der in die höheren transversalen Moden eingekoppelte Teil der Pumpleistung geht somit für die Frequenzkonversion verloren. Eine Abschätzung über die Qualität der Modenanpassung liefert ein Vergleich der Intensitäten bei Variation der Resonatorlänge.

### Optimierung der effektiven Nichtlinearität

Wie in Abschnitt 2.2.3 bereits diskutiert, ist die erreichbare effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  nach Gleichung (2.68) stark von der Fokussierung abhängig, was sich im Wert des Fokussierparameters  $h_m$  widerspiegelt (siehe hierzu die Abbildungen 2.4 und 2.5). Der externe Resonator zur Frequenzkonversion sollte daher eine kleine Strahltaile besitzen, an deren Ort sich der nichtlineare Kristall befindet. Dies wird für die in Kapitel 4 beschriebenen Einfrequenz-Lasersysteme im sichtbaren Spektralbereich mit Hilfe einer speziellen, halbmonolithischen (*hemilithischen*) Resonatorgeometrie realisiert, deren prinzipieller Aufbau in der nebenstehenden Abbildung 2.11 dargestellt ist. Um eine möglichst hohe Stabilität und minimale lineare Verluste zu erreichen, besteht der Resonator nur aus dem nichtlinearen Kristall und einem externen Spiegel. Beide Endflächen des nichtlinearen

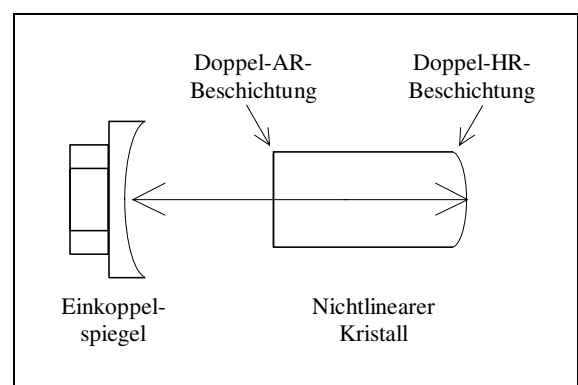


Abbildung 2.11: Prinzipieller Aufbau eines hemilithischen Stehwellen-Resonators

Kristalls sind poliert, die Rückseite ist als hochreflektierender Spiegel für Fundamentalwelle und zweite Harmonische (Doppel-HR) beschichtet, die Vorderseite ist mit einer Antireflexbeschichtung für beide Wellenlängen (Doppel-AR) versehen. Der externe Einkoppelspiegel mit

optimierter Transmission für die Fundamentalwelle (siehe Abschnitt 2.3.2) befindet sich auf einer tubusförmigen Piezo-Keramik und dient als aktives Stellglied für die Resonatorlänge.

In die Definition der effektiven Nichtlinearität  $\Gamma$  nach Gleichung (2.68) geht der Fokussierparameters  $h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu)$  [39] aus Gleichung (2.38) ein, für dessen Berechnung nun diese Resonatorgeometrie berücksichtigt werden muß, da Lage und Größe der Strahltille von der Länge des Resonators abhängen. Hinzu kommt, daß die zweite Harmonische beim Hin- und Rücklauf der Fundamentalwelle durch den nichtlinearen Kristall erzeugt wird, was zu einer Überlagerung führt. Für die folgende Beschreibung wird nichtkritische Phasenanpassung ohne Walk-Off ( $B = 0$ ) und vernachlässigbare Absorption ( $\kappa = 0$ ) vorausgesetzt.

Ausgangspunkt der Berechnung des Fokussierparameters  $h$  ist das Integral über die in Abschnitt 2.3.1 eingeführte Phasenanpassungsfunktion  $f(\Delta k, z)$  (siehe Gleichung (2.45)),

$$g'(\Delta k, L, L_{\omega_0}) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{i \Delta k z'}}{1 + i \frac{z'}{z_R}} dz' \quad (2.81)$$

$$\text{mit } z_1 = -(L - L_{\omega_0}) \quad \text{und} \quad z_2 = L_{\omega_0} \quad (2.82)$$

wobei  $z_R$  die in Gleichung (2.37) definierte Rayleighlänge,  $\Delta k$  die Phasenfehlanspassung nach Gleichung (2.22),  $L_{\omega_0}$  den Abstand der Strahltille von der antireflexbeschichteten Vorderseite des Kristalls (siehe Abbildung 2.11) und  $L$  die Gesamtlänge des nichtlinearen Kristalls beschreibt. Im Gegensatz zur Definition (2.48) wurde hier allerdings der Ursprung in den Ort der Strahltille gelegt. Daraus ergibt sich der Fokussierparameter für den einfachen Durchgang der Fundamentalwelle analog zur Definition in [39] zu:

$$h_e(\Delta k, L, L_{\omega_0}) = \frac{|g'(\Delta k, L, L_{\omega_0})|^2}{2 z_R L} =: h\left(\Delta k z_R, 0, 0, \frac{L}{2 z_R}, \frac{2 L_{\omega_0}}{L} - 1\right) \quad (2.83)$$

Wie in Abbildung 2.11 dargestellt, ist die Rückseite des nichtlinearen Kristalls als hochreflektierender Spiegel für die erzeugte zweite Harmonische beschichtet, so daß die in beiden Richtungen erzeugten Anteile summiert werden können:

$$h_d(\Delta k, L, L_{\omega_0}) = h_e(\Delta k, L, L_{\omega_0}) |1 + \cos(\Delta k z_R + \phi_F + \phi_D + \phi_B)|^2 \quad (2.84)$$

Hierbei beschreibt  $\phi_F$  die durch die Fokussierung bedingte *Gouy-Phase* [34], [35],  $\phi_D$  die Phasenverschiebung durch die Dispersion der Luft [55] und  $\phi_B$  eine mögliche Phasenverschiebung durch die dielektrische Beschichtung. Da letztere nur sehr schwer experimentell beeinflußt werden kann, besteht die Möglichkeit der destruktiven Interferenz zwischen den beiden Anteilen. Es konnte jedoch gezeigt werden [50], daß selbst im ungünstigsten Fall der resultierende Wert für  $h_d$  größer als  $h_e$  ist, da die Phasenverschiebung  $\Delta k$  und die Resonatorlänge  $L$  als unabhängige Optimierungsparameter zur Verfügung stehen. Im Falle vollständig konstruktiver Interferenz erhält man somit für die hemilithische Resonatorgeometrie eine um den Faktor vier größere effektive Nichtlinearität (vgl. Gleichung (2.68)):

$$\Gamma_{max} = 4 \gamma_K L h_e(\Delta k_{opt}, L, L_{\omega_0}) \quad (2.85)$$

## 2.4 Aktive Frequenzstabilisierung

Die für eine effiziente Frequenzkonversion erforderliche Leistungsüberhöhung in einem externen Resonator ist nur möglich, wenn die Laserfrequenz  $\nu_L$  mit einer der Resonanzfrequenzen des Resonators  $\nu_R$  übereinstimmt. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß die optische Resonatorlänge  $L_R$  einem Vielfachen der Wellenlänge des Lasers  $\lambda$  entsprechen muß. Weiterhin ist implizit die Forderung enthalten, daß der Laser nur auf *einer* optischen Frequenz  $\nu_L$  emittieren darf (siehe Abschnitt 2.1), da sonst diese Bedingungen gleichzeitig für mehrere Frequenzen bzw. Wellenlängen erfüllt sein müßten. Koppelt man nun die Strahlung eines Einfrequenz-Lasers optimal in die transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) eines Stehwellen-Resonators (siehe hierzu Abschnitt 2.3.3) und variiert die Laserfrequenz oder die Resonatorlänge linear, so ist das Transmissionsspektrum hinter dem Resonator durch die sog. *Airy-Funktion* bestimmt [20],

$$T(\delta) = \frac{T_{\max}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.86)$$

welche in der nebenstehenden Abbildung 2.12 dargestellt ist. Hierbei bezeichnet  $R$  das Produkt der Reflektivitäten beider Spiegel.

Die auftretenden Resonanzen dieser Transmissionskurve bezeichnet man als *longitudinale Moden* des Resonators<sup>2</sup>, deren Frequenzabstand im Falle eines Stehwellen-Resonators durch die folgende Beziehung gegeben ist:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_R} = \frac{c}{2(L_L + nL_K)} \quad (2.87)$$

Die rechte Seite berücksichtigt hierbei den Sonderfall des in Abbildung 2.11 dargestellten hemilithischen Resonators, wie er für die in Kapitel 4 vorgestellten Lasersysteme im sichtbaren Spektralbereich verwendet wird. Die optische Resonatorlänge setzt sich in diesem Fall aus der Wegstrecke  $L_L$  in Luft und im nichtlinearen Kristall  $L_K$  zusammen.

Die Abhängigkeit der transmittierten Leistung von der Frequenz kann nun dazu genutzt werden, die Frequenz des Lasers auf eine der longitudinalen Moden des Resonators zu stabilisieren, oder alternativ die Resonatorlänge so zu regeln, daß sie stets einem Vielfachen der Laserwellenlänge entspricht. Die zweite Variante bietet hierbei den Vorteil, daß die Frequenzstabilität des Lasers sowie die Möglichkeit zur Frequenzabstimmung des Lasers durch

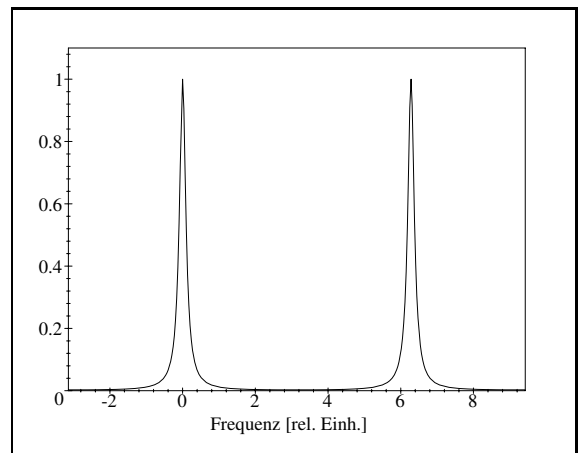


Abbildung 2.12: Transmissionsspektrum eines Stehwellen-Resonators

<sup>2</sup>Nicht zu verwechseln mit den longitudinalen Moden des Lasers.

die Stabilisierung nicht beeinträchtigt werden. Neben einem aktiven Stellelement zur Variation der Resonatorlänge erfordert eine solche Stabilisierung ein Fehlersignal, welches die Abweichungen der Resonatorlänge vom Sollwert beschreibt.

Das in Abbildung 2.12 dargestellte Transmissionssignal eignet sich nicht direkt als Fehlersignal für eine Stabilisierung auf ein Resonanzmaximum der Kurve, da es im Falle einer Regelabweichung keine Vorzeichen-Information enthält. Es besteht lediglich die Möglichkeit, die Resonatorlänge auf die Flanke einer Resonanz zu stabilisieren, was für die beabsichtigte Anwendung jedoch nicht sinnvoll ist. Ein Regelsignal, welches die gewünschten Eigenschaften besitzt, nämlich eine möglichst lineare Beschreibung der Abweichung vom festgelegten Sollwert inklusive richtigem Vorzeichen, erhält man jedoch aus der Ableitung des Transmissionssignals (siehe Gleichung (2.86)) nach dem Frequenzparameter  $\delta$ . Dieses wegen seiner Form auch als *Dispersionssignal* bezeichnete Spektrum ist in der nebenstehenden Abbildung 2.13 dargestellt. Es weist einen Null-Durchgang am Ort der Resonanz und eine lineare Abhängigkeit in deren Umgebung auf, weshalb es sich optimal als Regelsignal eignet [56]. Für die praktische Erzeugung eines solchen Dispersionssignals benötigt man eine Modulationsquelle und eine dazugehörige phasenempfindliche Detektion. Aus der Literatur sind verschiedene Verfahren für eine entsprechende Regelsignalerzeugung mit kontinuierlich arbeitenden Lasersystemen bekannt:

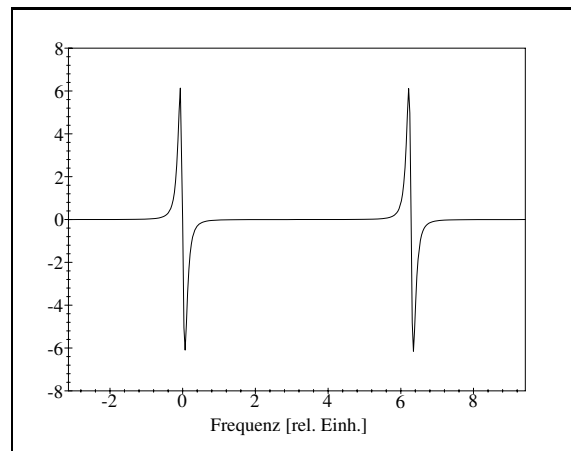


Abbildung 2.13: Dispersionsspektrum eines Stehwellen-Resonators

- Polarisationspektroskopie des reflektierten Lichts eines Resonators mit polarisationsabhängigen Verlusten (Hänsch und Couillaud) [57]
- Periodische Modulation der Laserfrequenz oder der Frequenz des externen Resonators zusammen mit phasenempfindlicher Detektion (White) [58]
- Erzeugung von Seitenbändern zur Frequenz des Lasers durch Phasenmodulation zusammen mit phasenempfindlicher Detektion (Drever und Hall) [59]

Die Erzeugung des Regelsignals über die Polarisationsanalyse zeichnet sich durch einen großen Regelbereich und ein gutes Signal- zu Rausch-Verhältnis aus. Es hat jedoch den Nachteil, daß die Qualität des Regelsignals sehr empfindlich von der Justierung polarisationsbeeinflussender optischer Komponenten abhängig ist. Es wird daher nicht weiter diskutiert. Die Vor- und Nachteile der beiden übrigen Verfahren werden im folgenden gegenübergestellt.



### 2.4.1 Regelsignalerzeugung durch Frequenzmodulation

Die Erzeugung eines Regelsignals durch Modulation der Frequenz kommt mit relativ geringem technischen Aufwand aus. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, kann alternativ die Laserfrequenz oder die Resonanzfrequenz des externen Resonators periodisch moduliert werden. Dies kann in beiden Fällen z. B. über die Ansteuerung einer Piezo-Keramik erfolgen, auf der sich ein Spiegel des Laserresonators oder externen Resonators befindet. Im Falle der im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzten monolithischen Nd:YAG-Ringlaser [44] (siehe Kapitel 3) kann außerdem die auf den Monolithen geklebte dünne Piezo-Scheibe [43]

angesteuert werden, die höhere Modulationsfrequenzen zuläßt. Das Prinzip der Regelsignalerzeugung ist in der nebenstehenden Abbildung 2.14 schematisch dargestellt. Die Frequenz des Lasers oder Resonators wird mit der festen Frequenz  $\Omega$  eines Lokaloszillators sinusförmig moduliert. Dies hat eine ebenfalls sinusförmige Modulation der transmittierten Leistung hinter dem externen Resonator zur Folge, die mit einer Photodiode ausreichender Bandbreite detektiert wird. Auf der steigenden Flanke einer Resonanz (siehe Abbildung 2.12) ist diese detektierte Amplitudenmodulation in Phase mit der Modulation des Oszillators, auf der fallenden Flanke der Resonanz sind beide gegenphasig. Am Ort der Resonanz selbst ist die Leistung mit der doppelten Frequenz  $2\Omega$  moduliert. Das Detektorsignal wird nun mit Hilfe eines sog. *Lock-In-Verstärkers* bei der Frequenz  $\Omega$  phasenempfindlich mit dem Mo-

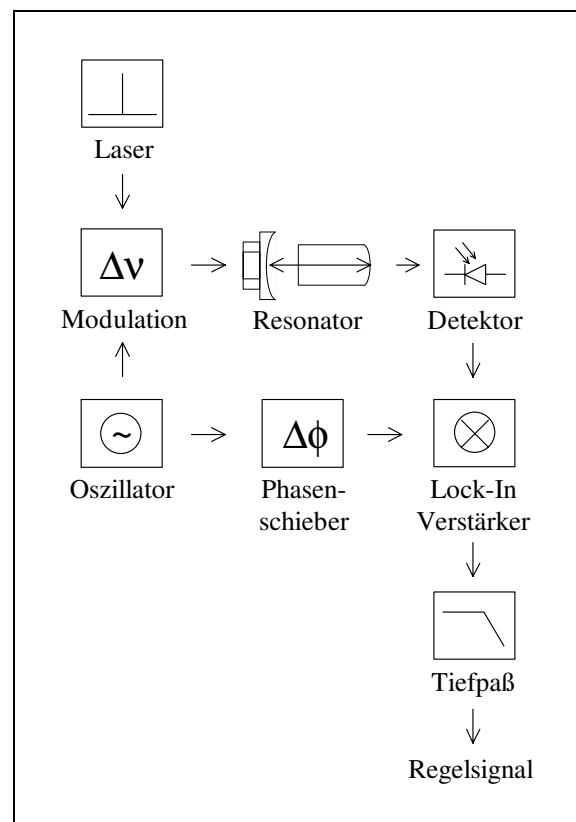


Abbildung 2.14: Prinzip der Regelsignalerzeugung durch Frequenzmodulation

dulatioonssignal des Oszillators verglichen (*gemischt*). Nach einer Tiefpaß-Filterung erhält man daraus schließlich ein Gleichspannungssignal, dessen Wert proportional zur Phasenverschiebung zwischen den beiden Eingangssignalen ist. Bei linearer Variation der Frequenz hat dieses Signal die in Abbildung 2.13 dargestellte Dispersionsform und kann beispielsweise einem *Proportional-Integral-Differential-Regler* (PID-Regler) zugeführt werden. Mit Hilfe eines solchen Reglers, der die entsprechende Stellgröße ansteuert, kann man nun die Regelschleife schließen und die Resonatorlänge auf den Null-Durchgang des Fehlersignals, und damit auf das Maximum der Resonanz (siehe Abbildung 2.13) stabilisieren.

Den Vorteilen dieses Verfahrens zur Regelsignalerzeugung, relativ geringer technischer Aufwand, keine zusätzlichen optischen Komponenten, stehen jedoch auch einige Nachteile gegenüber. Erfolgt die Frequenzmodulation wie üblich mit Hilfe einer Piezo-Keramik, so ist die maximale Modulationsfrequenz aufgrund mechanischer Resonanzen des Aufbaus auf Werte zwischen 10 und 100 kHz beschränkt. Somit muß die phasenempfindliche Detektion einer Amplitudenmodulation in einem Frequenzbereich erfolgen, der gewöhnlich durch das technische Rauschen des Lasers dominiert wird. Um trotzdem ein ausreichendes Signal- zu Rausch-Verhältnis und damit eine brauchbare Stabilität zu erhalten, ist daher ein relativ großer *Modulationsindex* erforderlich. Da die im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzten monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser sich jedoch gerade durch ihre hohe Amplituden- und Frequenzstabilität auszeichnen (siehe Abschnitt 3.5), würde sich der Einsatz dieses Stabilisierungsverfahrens somit als kontraproduktiv erweisen.

### 2.4.2 Regelsignalerzeugung durch Phasenmodulation

Dieses Verfahren zur Erzeugung eines Regelsignals, welches in der Literatur auch als *Seitenbandtechnik* bezeichnet wird, baut auf der im vorigen Abschnitt beschriebenen Frequenzmodulation auf, bietet jedoch eine Reihe von Vorteilen. Es kann sowohl in Reflexion als auch in Transmission eingesetzt werden und liefert ein sehr gutes Signal- zu Rausch-Verhältnis. Es erfordert jedoch einige zusätzliche Komponenten.

Die Phasenmodulation des einrequenten Laserlichts erfolgt durch Ausnutzung des transversalen *elektrooptischen Effekts* in bestimmten Kristallen wie beispielsweise Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ) oder Lithiumtantalat ( $\text{LiTaO}_3$ ). Legt man eine Spannung  $V$  entlang einer der Hauptachsen des Kristalls der Länge  $l$  an, so erfährt die Lichtwelle eine Phasenverzögerung:

$$\Delta\phi = \frac{\pi n_0^3 r V}{\lambda} \frac{l}{d} \quad (2.88)$$

Hierbei beschreibt  $d$  den Abstand der Elektroden,  $n_0$  den Brechungsindex ohne angelegte Spannung und  $r$  das verwendete Element des elektrooptischen Tensors [60]. Die Größenordnung der Koeffizienten dieses Tensors liegt bei 1 bis 30 pm/V. Durch Anlegen einer sinusförmigen Modulation mit der Frequenz  $\Omega$  an die Elektroden erhält man nun eine sinusförmige Phasenmodulation  $\phi(t) = m \sin(\Omega t)$  der Lichtwelle. Hierbei bezeichnet  $m$  die Modulationstiefe. Die phasenmodulierte Amplitude  $\vec{E}_{pm}$  läßt sich dann wie folgt schreiben:

$$\vec{E}_{pm} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t + m \sin(\Omega t))) \quad (2.89)$$

$$= \vec{E}_0 \left( \sum_{k=0}^{\infty} J_k(m) e^{i k \Omega t} + \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k J_k(m) e^{-i k \Omega t} \right) e^{i \omega t} \quad (2.90)$$

Hierbei beschreiben die  $J_k(m)$  die gewöhnlichen Bessel-Funktionen der Ordnung  $k$  [51].

Im Falle einer kleinen Modulationstiefe  $m \ll 1$  läßt sich Gleichung (2.90) vereinfachen, indem man die Reihenentwicklung nach der ersten Ordnung abbricht:

$$\vec{E}_{pm} \simeq \vec{E}_0 \left( J_0(m) e^{i\omega t} + J_1(m) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(m) e^{i(\omega-\Omega)t} \right) \quad (2.91)$$

$$\text{mit } J_0(m) \simeq \left( 1 - \frac{m^2}{4} \right) \text{ und } J_1(m) \simeq \frac{m}{2} \quad (2.92)$$

In dieser *Fourier*-Darstellung sieht man, daß die Phasenmodulation zwei Seitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz  $\Omega$  um die Laserfrequenz  $\omega$  (sog. *Trägerfrequenz*) erzeugt, die eine Phasendifferenz von  $\pi$  gegeneinander aufweisen. Das Prinzip der Regelsignalerzeugung mit Hilfe dieser Seitenbandtechnik

beruht auf der Frequenzabhängigkeit der Phasenverschiebung im Resonator und ist in der nebenstehenden Abbildung 2.15 schematisch dargestellt. Die phasenmodulierte Lichtwelle wird in den externen Resonator eingekoppelt und abhängig vom Verhältnis der Modulationsfrequenz  $\Omega$  zur Linienbreite  $\delta\nu_R$  des Resonators erhält man in Reflexion ( $\Omega \gg \delta\nu_R$ ) oder Transmission ( $\Omega \leq \delta\nu_R$ ) eine Überlagerung der beiden Schwebungssignale (engl. *beat signals*) zwischen dem Träger und jeweils einem Seitenband. Diese wird mit einer auf die Modulationsfrequenz optimierten Photodiode detektiert und nachverstärkt. Genau auf der Resonanz haben die Schwebungssignale aufgrund der Phasendifferenz von  $\pi$  zwischen den Seitenbändern die gleiche Amplitude aber entgegengesetzte Vorzeichen, d. h. die Signale bei der Modulationsfrequenz  $\Omega$  interferieren vollständig destruktiv. Eine Verstimmung der Trägerfrequenz gegen die Resonatorfrequenz erzeugt jedoch durch die Phasenverschiebung im Resonator eine Asymmetrie in den Schwebungssignalen, die nun nicht mehr vollständig destruktiv interferieren. Die Größe des Signals bei der Modulationsfrequenz  $\Omega$  gibt daher direkt die Verstimmung der Trägerfrequenz gegen die Resonanzfrequenz des Resonators an. Durch phasempfindliche Multiplikation dieses Signals mit dem Modulationssignal des Lokaloszillators in einem elektronischen Mischer und anschließende Tiefpaß-Filterung wird schließlich ein Gleichspannungssignal erzeugt, dessen Wert direkt die Verstimmung des Trägers gegen die

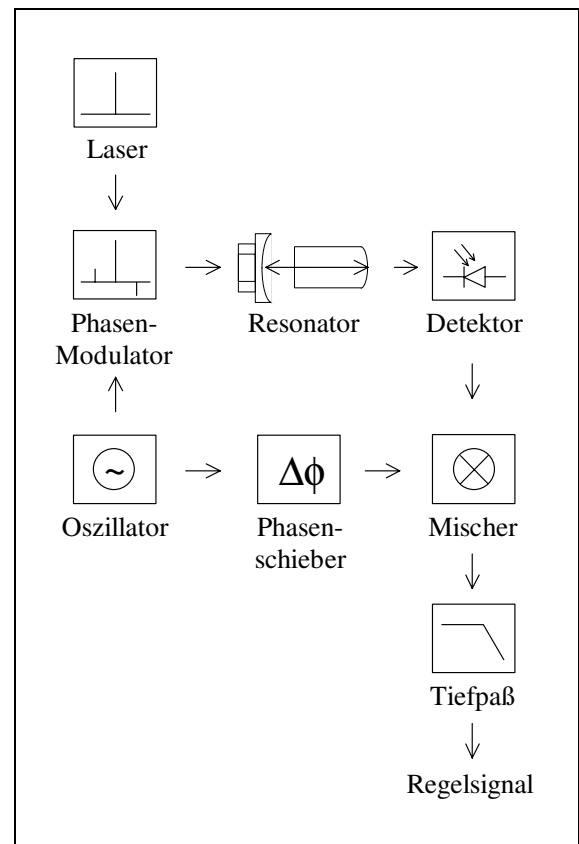


Abbildung 2.15: Prinzip der Regelsignalerzeugung durch Phasenmodulation

Resonatorfrequenz erzeugt jedoch durch die Phasenverschiebung im Resonator eine Asymmetrie in den Schwebungssignalen, die nun nicht mehr vollständig destruktiv interferieren. Die Größe des Signals bei der Modulationsfrequenz  $\Omega$  gibt daher direkt die Verstimmung der Trägerfrequenz gegen die Resonanzfrequenz des Resonators an. Durch phasempfindliche Multiplikation dieses Signals mit dem Modulationssignal des Lokaloszillators in einem elektronischen Mischer und anschließende Tiefpaß-Filterung wird schließlich ein Gleichspannungssignal erzeugt, dessen Wert direkt die Verstimmung des Trägers gegen die

Resonanz angibt. Die Vorzeichen-Information dieses Regelsignals wird dabei durch die unterschiedlichen Vorzeichen der Seitenbänder gegenüber dem Träger (siehe Gleichung (2.91)) erzeugt, so daß sich auch hier die notwendige Dispersionsform (siehe Abbildung 2.13) ergibt. Dieses Regelsignal kann nun analog zum Fall der Frequenzmodulation einem PID-Regler zugeführt werden, der die entsprechende Stellgröße ansteuert und die Resonatorlänge auf den Null-Durchgang des Fehlersignals stabilisiert.

Die Vorteile dieses Verfahrens zur Regelsignalerzeugung im Vergleich zu der im vorigen Abschnitt beschriebenen Frequenzmodulation liegen klar auf der Hand. Die Modulationsfrequenz kann hoch genug gewählt werden, um die Signale jenseits des technischen Rauschens des Lasers detektieren zu können. Abhängig von der Bandbreite des Detektors können Modulationsfrequenzen bis zu 100 MHz oder höher verwendet werden. Dies garantiert ein optimales Signal- zu Rausch-Verhältnis schon bei geringer Modulationstiefe ( $m < 1$ ). Die Leistungsübertragung in die Seitenbänder ist somit gering. Abgesehen von parasitären Effekten wie Inhomogenitäten im Kristall oder polarisationsabhängigen Verlusten führt die Phasenmodulation auch nicht zu einer Amplitudenmodulation des Lasers.

Der technische Aufwand dieses Verfahrens ist jedoch auch deutlich größer als bei der Frequenzmodulation. Es wird ein Lokalszillator guter Stabilität (engl. *voltage controlled oscillator*) (VCO), ein elektrooptischer Modulator (EOM), ein Photodetektor ausreichender Bandbreite und Verstärkung sowie ein elektronischer Mischer benötigt, zum Teil relativ kostenintensive Komponenten. Verwendet man als nichtlineares Medium allerdings einen Kristall, der auch hinreichend große elektrooptische Koeffizienten besitzt, so kann dieser selbst als Phasenmodulator verwendet werden [10]. Dies ist beispielsweise für mit Magnesiumoxid dotiertes Lithiumniobat ( $\text{MgO:LiNbO}_3$ ) der Fall, wie es für die in Abschnitt 4.1 vorgestellten Einfrequenz-Lasersysteme im grünen Spektralbereich und den in Abschnitt 4.4 vorgestellten doppeltresonanten optisch-parametrischen Oszillator verwendet wurde.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Regelsignalerzeugung mit Hilfe der Phasenmodulation (Seitenbandtechnik) das optimale Verfahren zur aktiven Stabilisierung eines externen Resonators auf die Frequenz eines Lasers darstellt, wenn eine möglichst geringe Beeinflussung der Amplituden- und Frequenzstabilität des Lasers im Vordergrund steht. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisierten Einfrequenz-Lasersysteme im Dauerstrich-Betrieb auf der Basis frequenzkonvertierter Nd:YAG Miniatur-Ringlaser (siehe hierzu Kapitel 4) kam daher dieses Stabilisierungsverfahren zur Anwendung.

Im folgenden Kapitel 3 sollen nun kurz das Funktionsprinzip und die wichtigsten Eigenschaften monolithischer bzw. quasi-monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser dargelegt werden, welche die Basis für die in den folgenden Kapiteln vorgestellten frequenzkonvertierten Einfrequenz-Lasersysteme im Dauerstrich-Betrieb (Kapitel 4) und im gütegeschalteten Betrieb (Kapitel 5) bilden.

### 3 Nd:YAG Miniatur-Ringlaser

Der nichtplanare Nd:YAG Miniatur-Ringlaser, wie er im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzt wird, stellt eine Strahlquelle dar, welche eine ideale Kombination von hoher Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb mit beugungsbegrenzter Strahlqualität und hoher Frequenz- und Amplitudenstabilität bietet. Dieses Konzept wurde im Jahre 1985 populär durch die Arbeiten von T. J. Kane an der Stanford University in Kalifornien [19], ähnliche Geometrien wurden jedoch auch von anderen Gruppen, beispielsweise in der Sowjetunion untersucht [61], [62]. Das von T. J. Kane realisierte Design wurde vor einigen Jahren von I. Kröpke [43] und I. Freitag [44] am Laser Zentrum Hannover e.V. aufgegriffen und konsequent weiterentwickelt. Heute lassen sich Ausgangsleistungen von bis zu zwei Watt im Einfrequenz-Betrieb bei 1064.2 nm [63] sowie von mehr als einem Watt bei weiteren Wellenlängen [12], [64] realisieren. Die wichtigsten Eigenschaften des Lasermaterials und die kennzeichnenden Charakteristika dieser Lasersysteme werden im folgenden erläutert.

#### 3.1 Das aktive Lasermaterial Nd:YAG

Der mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen dotierte Wirtskristall Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) stellt heute, 35 Jahre nach seinem ersten Einsatz als Lasermedium [65], [66], eines der wichtigsten aktiven Materialien für Festkörperlaser im wissenschaftlichen und industriellen Einsatz dar. Er läßt sich in guter optischer Qualität herstellen, weist eine hohe thermische Leitfähigkeit auf und ist verschleißfest, so daß sich die für den Lasereinsatz erforderlichen Polituren hoher Oberflächengüte durchführen lassen. Der Wirtskristall YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) hat eine kubische Struktur, ist im ungepumpten Zustand optisch isotrop und in einem Wellenlängenbereich von 300 nm bis 4  $\mu\text{m}$  transparent [24], [67], [68].

Bei einer Dotierung mit Neodym wird im YAG ein Teil der  $\text{Y}^{3+}$ -Ionen durch  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen ersetzt, welche ca. 3 % größer sind und daher die sinnvolle Dotierungskonzentration auf unter 2 % at. begrenzen. Die Schreibweise drückt aus, daß 2 % der  $\text{Y}^{3+}$ -Ionen durch  $\text{Nd}^{3+}$  substituiert sind. Höhere Konzentrationen führen zu Spannungen im Kristall, verringern die Fluoreszenz-Lebensdauer des oberen Laserniveaus und verursachen unerwünschte Energie-Relaxationen zwischen benachbarten Ionen. Gebräuchlich sind Dotierungen von 1 % at., die einer  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionendichte von  $1.38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  entsprechen.

Das Termschema des  $\text{Nd}^{3+}$ -Ions im Wirtskristall YAG mit den für die Anregung durch GaAlAs-Diodenlaser im Wellenlängenbereich um 800 nm relevanten Energieniveaus ist in der folgenden Abbildung 3.1 dargestellt. Hierbei entsprechen  $10000 \text{ cm}^{-1}$  etwa 1.24 eV.

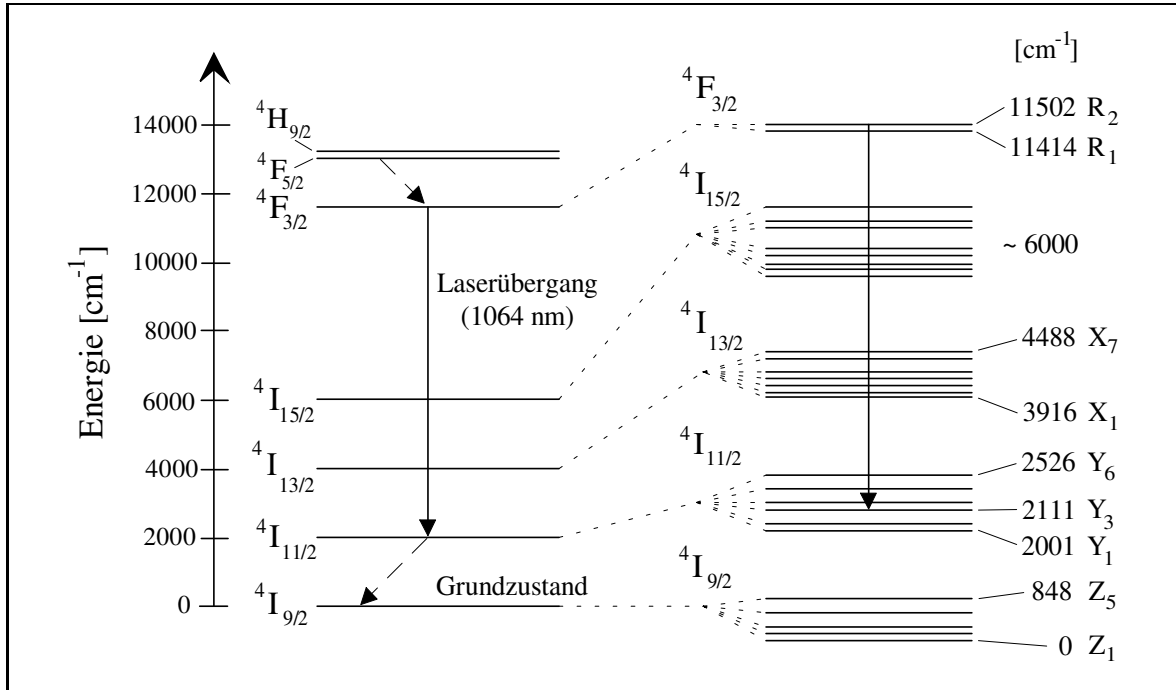


Abbildung 3.1: Darstellung des Termschemas von  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen im Wirtskristall YAG

Die Absorption der Pumpstrahlung im Wellenlängenbereich um 800 nm ( $= 12500 \text{ cm}^{-1}$ ) erfolgt in den  $^4\text{F}_{5/2}$ - und  $^2\text{H}_{9/2}$ -Niveaus, welche nach einer Relaxationzeit von wenigen Nanosekunden das obere Laserniveau  $^4\text{F}_{3/2}$  (R) bevölkern. Neben dem eingezeichneten Übergang  $^4\text{F}_{3/2}$  (R<sub>2</sub>)  $\rightarrow$   $^4\text{I}_{11/2}$  (Y<sub>3</sub>), welcher den höchsten Wirkungsgrad aufweist (siehe hierzu Abschnitt 3.3), kann Laserbetrieb zwischen allen Unterniveaus der  $^4\text{F}_{3/2}$  (R)- und  $^4\text{I}_{11/2}$  (Y)- bzw.  $^4\text{I}_{13/2}$  (X)-Multipletts erzeugt werden [24]. Eine weitere Laserlinie, die in den letzten Jahren zunehmend an Interesse gewonnen hat, ist der Übergang  $^4\text{F}_{3/2}$  (R<sub>1</sub>)  $\rightarrow$   $^4\text{I}_{9/2}$  (Z<sub>5</sub>) bei 946 nm, der durch Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich konvertiert werden kann (siehe hierzu Abschnitt 4.2). Dieser wird als *Quasi-Drei-Niveau*-Übergang bezeichnet, da das untere Laserniveau zum Multiplett des Grundzustandes gehört. Um die aus der thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus resultierende Reabsorption [69] der erzeugten Laserstrahlung zu verhindern, sind allerdings sehr kurze Kristalle [70] oder spezielle Resonatorkonfigurationen (siehe Abschnitt 3.4.1) [12] erforderlich.

In den folgenden Abschnitten 3.2 bis 3.4 sollen nun kurz der Aufbau und die charakteristischen Eigenschaften der von I. Freitag am Laser Zentrum Hannover e.V. entwickelten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser bei 1064 nm [1] und 946 nm [12] zusammengefaßt werden, welche die Basis für die in Kapitel 4 vorgestellten frequenzkonvertierten Einfrequenz-Lasersysteme im Dauerstrich-Betrieb bilden.

## 3.2 Monolithische Nd:YAG Ringlaser

Die intrinsische Stabilität eines *monolithischen* Resonatordesigns beruht auf der Tatsache, daß keine externen Komponenten vorhanden sind, die unabhängig voneinander die Geometrie des Strahlengangs verändern können. Der Resonator besteht stattdessen aus nur einem Kristall, dessen Seitenflächen so geschliffen sind, daß sich ein geschlossener Strahlengang ergibt. Die Geometrie des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Nd:YAG Miniatur-Ringlasers ist in der folgenden Abbildung 3.2 dargestellt.

Der Laser besteht aus einem  $3 \times 8 \times 12 \text{ mm}^3$  großen Kristall aus dem Lasermaterial Nd:YAG, wobei der nichtplanare Strahlengang durch die eingezeichneten Punkte A bis D festgelegt ist. In den Punkten B, C und D erfolgt eine interne Totalreflektion, die Frontfläche ist dielektrisch beschichtet und dient der longitudinalen Einkopplung des Pumplichts und der Auskopplung der Laserstrahlung durch den Punkt A. Einrichtungs- und damit Einfrequenz-Betrieb wird durch eine intrinsische optische Diode erreicht. Die

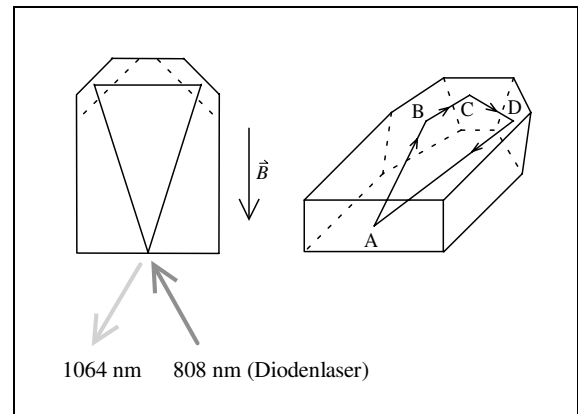


Abbildung 3.2: Geometrie eines monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers

dafür notwendige reziproke Drehung der Polarisierung wird durch den nichtplanaren Strahlengang erzeugt [71], die nichtreziproke Drehung der Polarisierung erfolgt durch eine Faraday-Rotation. Diese erreicht man durch Anlegen eines Magnetfeldes  $\vec{B}$  entlang der Längsachse des Kristalls, da YAG eine nichtverschwindende Verdet-Konstante  $V = 0.103^\circ/(\text{T mm})$  besitzt [19]. Als Polarisator dient schließlich die dielektrische Beschichtung der Auskoppelfläche, welche aufgrund des von Null verschiedenen Einfallswinkels unterschiedliche Transmission für senkrecht oder parallel zur Referenzebene polarisiertes Licht aufweist. Während sich die beiden Polarisationsdrehungen für eine Umlaufrichtung addieren, kompensieren sie sich für die entgegengesetzte Richtung, so daß sich unterschiedliche Resonatorverluste ergeben. In einem homogen verbreiterten Medium wie Nd:YAG<sup>1</sup> schwingt nur die longitudinale Mode mit den geringsten Verlusten an und baut die Besetzungsinversion auf den Schwellwert ab. Somit ist Laserbetrieb auf nur einer optischen Frequenz sichergestellt. Die Auswahl der Umlaufrichtung geschieht dabei über die Richtung des angelegten magnetischen Feldes.

Die Anregung des Miniatur-Ringlasers erfolgt durch Diodenlaser bei 808 nm in einer longitudinalen, modenselektiven Geometrie. Somit wird gewährleistet, daß das transversale Modenspektrum des Lasers nur aus der transversalen Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) besteht, die man auch als *beugungsbegrenzte* Strahlung bezeichnet. Die dielektrische Beschichtung

<sup>1</sup>Dies gilt in einem Ringresonator, in dem sich keine räumlich modulierte Inversionsdichte ausbildet.

der Frontfläche ist so ausgelegt, daß sie neben der gewählten Reflektivität für die Laserwellenlänge eine hohe Transmission (HT) für die Pumpwellenlänge ( $\approx 90\%$ ) aufweist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zudem ein Computerprogramm entwickelt, welches auf der von A. C. Nilsson veröffentlichten Theorie [71] aufbaut und ausgehend von allen Geometrie-, Polarisations- und Materialparametern die Berechnung, Optimierung und Konstruktion neuartiger monolithischer Ringlaser-Designs ermöglicht.

### 3.3 Vier-Niveau-Laserbetrieb bei 1064 nm

Der Laserübergang  ${}^4F_{3/2} (R_2) \rightarrow {}^4I_{11/2} (Y_3)$  in Nd:YAG bei 1064.2 nm zeichnet sich durch die höchste Verstärkung in diesem Lasermaterial aus (siehe Abschnitt 3.1) und ermöglicht differentielle Wirkungsgrade, die dicht an der theoretischen Grenze liegen. Da es sich um einen *Vier-Niveau-Laserübergang* handelt, bei dem das untere Laserniveau nicht zum Grundzustands-Multiplett gehört und daher thermisch nicht besetzt ist, tritt keine Reabsorption der erzeugten Laserlinie auf. Die Resonatorverluste sind daher nur durch die Reflektivität der Spiegel und die Absorptionsverluste des Materials bestimmt. Im folgenden sollen nun kurz die charakteristischen Eigenschaften monolithischer Ringlaser bei 1064 nm, wie sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzt wurden, erläutert werden.

#### 3.3.1 Aufbau und Laserkenndaten

Der Aufbau der am Laser Zentrum Hannover e.V. realisierten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser besteht wie eingangs erwähnt aus einer longitudinalen Pumpanordnung, wie sie in der folgenden Abbildung 3.3 schematisch dargestellt ist. Bis zu zwei Diodenlaser bei 808 nm können über einen Polarisations-Strahlteiler kombiniert und zur Anregung in einem Pumpkanal verwendet werden. Zur Leistungsskalierung kann der Laserkristall zusätzlich auch über den zweiten Pumpkanal angeregt werden, dies erfordert jedoch einen *dichroitischen* Strahlteiler, welcher die Pump- und Laserwellenlängen trennt [1]. Zur Anregung werden Diodenlaser der Firmen *Siemens* mit 1 Watt Ausgangsleistung, *Opto Power Corp.* mit 1.5 Watt Ausgangsleistung sowie *Polaroid* mit 2.0 Watt Ausgangsleistung eingesetzt, die jeweils eine integrierte Zylinderlinse zur Kompensation des Astigmatismus besitzen. Zur Kollimation und Fokussierung

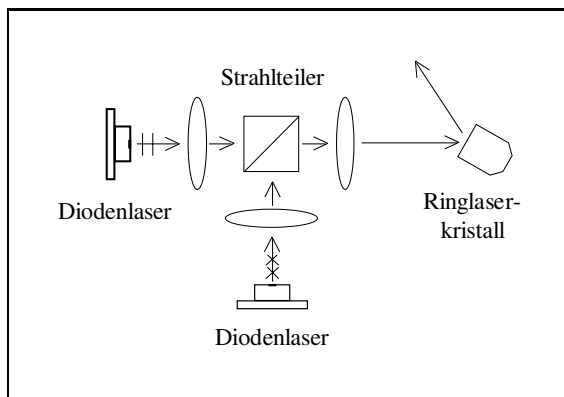


Abbildung 3.3: Pumpgeometrie eines monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers



der Diodenlaser-Strahlung können somit sphärische Optiken verwendet werden. Die Standardgeometrie des monolithischen Ringlasers (siehe Abbildung 3.2) besitzt eine plan polierte Frontfläche, so daß der Resonator erst durch die Wirkung der *thermischen Linse*, welche sich im Kristall ausbildet, stabil wird. Mit einem solchen Kristall läßt sich Einfrequenz-Betrieb bis zu einer Pumpleistung von etwa 2.5 W realisieren. Für höhere Pumpleistungen können jedoch Kristalle mit einem negativen Krümmungsradius auf der Frontfläche verwendet werden, wodurch die thermische Linse partiell kompensiert wird [1]. Die folgende Abbildung 3.4 zeigt

z. B. die Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb eines monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers, der mit einem negativen Krümmungsradius  $R = -2000$  mm versehen ist [44]. Dieser Kristall wurde mit vier 1 Watt-Dioden (*Siemens*) gepumpt und erreicht eine maximale Ausgangsleistung von 1.8 W im Einfrequenz-Betrieb. Durch Verwendung eines Kristalls mit  $R = -1500$  mm, der mit zwei 2 Watt-Dioden (*Polaroid*) gepumpt wurde, konnten allerdings mehr als 2 Watt im Einfrequenz-Betrieb erreicht werden [63]. Die vergleichsweise hohe Schwelle und der ungewöhnliche

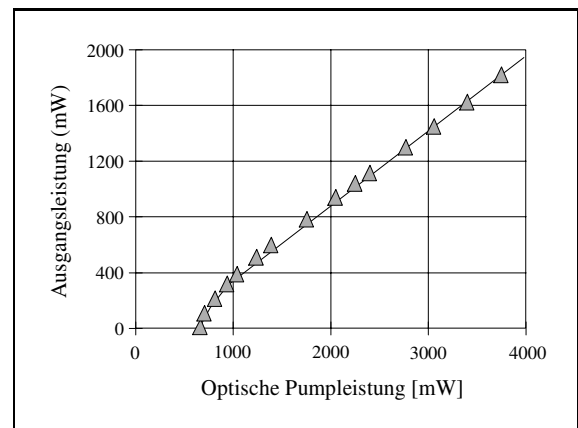


Abbildung 3.4: Ausgangsleistung eines Nd:YAG Miniatur-Ringlasers mit negativ gekrümmten Auskoppelspiegel ( $R = -2000$ )

Kurvenverlauf ergeben sich aus der Tatsache, daß der Resonator erst mit einer relativ starken thermischen Linse stabil wird. Als Pumpquelle für die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Einfrequenz-Lasersysteme im grünen Spektralbereich wurden Nd:YAG Miniatur-Ringlaser mit den beiden oben beschriebenen Anregungsgeometrien eingesetzt (siehe Kapitel 4).

### 3.4 Quasi-Drei-Niveau-Laserbetrieb bei 946 nm

Neben dem Laserübergang mit dem höchsten Wirkungsgrad bei 1064 nm existieren im aktiven Lasermaterial Nd:YAG zahlreiche weitere Übergänge, auf denen Laseroszillation bei Raumtemperatur erreicht werden kann (siehe Abschnitt 3.1). Eine besondere Stellung nimmt dabei der Quasi-Drei-Niveau-Übergang  ${}^4F_{3/2} (R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2} (Z_5)$  bei 946 nm ein, dessen unteres Laserniveau zum Grundzustands-Multiplett gehört (siehe Abschnitt 3.1). Da das obere Laserniveau ( ${}^4F_{3/2}$ ) zudem dasselbe ist wie beim dominierenden Übergang bei 1064 nm, werden sehr hohe Anforderungen an die dielektrische Beschichtung gestellt. Diese muß eine hohe Transmission für das Pumplicht bei 808 nm, eine definierte Reflektivität bei 946 nm und eine hohe Transmission bei 1064 nm aufweisen, um diesen wesentlich stärkeren Laserübergang zu unterdrücken. Des weiteren ist ein spezielles Resonatordesign notwendig.

### 3.4.1 Aufbau und Laserkenndaten

Aufgrund der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Reabsorptionsverluste ist ein Laserbetrieb bei 946 nm unter Verwendung der in Abschnitt 3.2 beschriebenen monolithischen Geometrie (siehe Abbildung 3.2) nicht möglich. Diese Verluste betragen bei Raumtemperatur etwa  $7-8\% \text{ cm}^{-1}$  [69] und erfordern eine Anpassung der Kristalldimensionen an die Absorptionslänge der Pumpstrahlung. Dies würde jedoch einen Ringlaser-Kristall von etwa 3 mm Länge erfordern, was fertigungstechnisch nur sehr schwer zu beherrschen ist. Eine Lösung dieses Problems

kann jedoch durch ein quasi-monolithisches Design [12] erreicht werden, welches in der nebenstehenden Abbildung 3.5 dargestellt ist. Es besteht aus einem 3 mm langen Kristall aus Nd:YAG, in dem die Pumpstrahlung absorbiert wird, und einem Reflektor aus undotiertem YAG, in dem keine Verluste durch Reabsorption auftreten. Beide Kristalle zusammen ergeben dieselbe Resonatorgeometrie wie im Falle des monolithischen Ringlasers (vgl. Abbildung 3.2). Wird ein solcher Ringlaser mit einem Luftspalt betrieben, so ist eine Antireflex-Beschichtung der beiden Grenzflächen erforderlich. Eine dauerhafte Verbindung der beiden Kristalle ist jedoch

beispielweise durch ein optisches Kontaktierungsverfahren (engl. *diffusion bonding*) [72], [73] möglich. In der nun folgenden Abbildung 3.6 ist die Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb eines quasi-monolithischen Nd:YAG

Miniatur-Ringlasers bei 946 nm dargestellt. Der zusammengesetzte Kristall wurde hierbei mit vier 1 Watt-Dioden (*Siemens*) gepumpt und erreicht eine maximale Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb von etwas über 800 mW [12]. Durch Verwendung von vier 1.5 Watt-Dioden (*Opto Power Corp.*) konnte die maximale Leistung im Einfrequenz-Betrieb noch auf etwa 1.1 Watt erhöht werden [74]. Ein derartiger Laser wurde als Pumpquelle für die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Einfrequenz-Lasersysteme im blauen Spektralbereich eingesetzt.

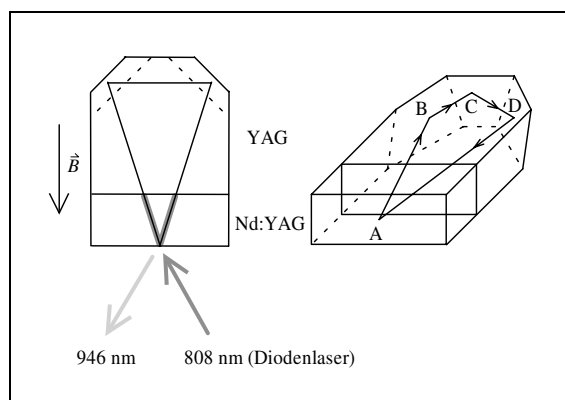


Abbildung 3.5: Geometrie eines quasi-monolithischen Nd:YAG Ringlasers

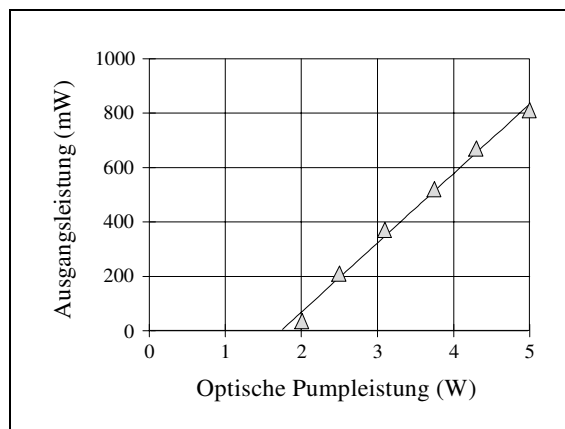


Abbildung 3.6: Ausgangsleistung eines quasi-monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 946 nm

### 3.5 Amplituden- und Frequenzstabilität

Aufgrund der rauscharmen Anregung durch Diodenlaser und des monolithischen Resonator-designs zeichnen sich die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Miniatur-Ringlaser durch eine hohe Amplituden- und Frequenzstabilität sowie eine extrem schmale Linienbreite aus. In der folgenden Abbildung 3.7 ist exemplarisch das Amplitudenrauschen eines monolithischen Nd:YAG Ringlasers relativ zum Quantenrauschen (engl. *quantum noise level*) (QNL) dargestellt, welches man durch Detektion der gleichen Leistung einer Weißlichtquelle erhält.

Hierfür wurde ein extrem rauscharmes Detektionssystem verwendet [75], welches quantenrauschbegrenzte Messungen von 10 kHz bis über 50 MHz hinaus zulässt. Das Spektrum des freilaufenden Lasers (a) wird bei kleinen Frequenzen dominiert durch das Signal der *Relaxationsoszillationen*, welche durch Variation der Photonendichte und der Besetzungsinversion im Laser um den Gleichgewichtszustand hervorgerufen werden [34], [35]. Diese Oszillationen lassen sich jedoch durch einen Rückkoppelkreis, welcher den Diodenstrom entsprechend mo-

duliert [76], wirkungsvoll unterdrücken (b). Insgesamt kann das Amplitudenrauschen für Frequenzen oberhalb 10 kHz auf Werte bis zu 6 dB über dem Quantenrauschen begrenzt werden, was derartige Laser für den Einsatz in der hochpräzisen Meßtechnik prädestiniert.

Neben der Amplitudenstabilität zeichnen sich Nd:YAG Miniatur-Ringlaser aufgrund ihres Resonatorkonzepts jedoch auch durch eine hohe Frequenzstabilität aus. In einem monolithischen Resonator existieren im Gegensatz zum diskret aufgebauten keine turbulenten Luftzirkulationen, die zu einer raschen zeitlichen Änderung des Brechungsindex und damit zu schnellen Frequenzfluktuationen führen. Ebenso führt die akustische Anregung mechanischer Schwingungen des Resonators nur zu einer korrelierten Bewegung der Spiegelflächen. Die resultierende Linienbreite des freilaufenden Lasers für Meßintervalle bis 100 ms liegt somit bei einigen Kilohertz [44]. Dies entspricht einer relativen Frequenzstabilität von etwa  $10^{-11}$ .

Das Langzeitverhalten der Emissionsfrequenz ist aufgrund des relativ großen thermischen Abstimmkoeffizienten (siehe Abschnitt 3.5.1) abhängig von der Qualität der Temperaturstabilisierung des Laserkristalls. Mit Hilfe einer am Laser Zentrum Hannover e.V. entwickelten Regelungselektronik konnte eine Langzeitdrift der Laserfrequenz von weniger als einem MHz/min realisiert werden [44]. Eine absolute Stabilisierung der Emissionsfrequenz läßt sich mit Hilfe von molekularen Resonanzen wie beispielweise Jod ( $I_2$ ) erreichen [75], [77].

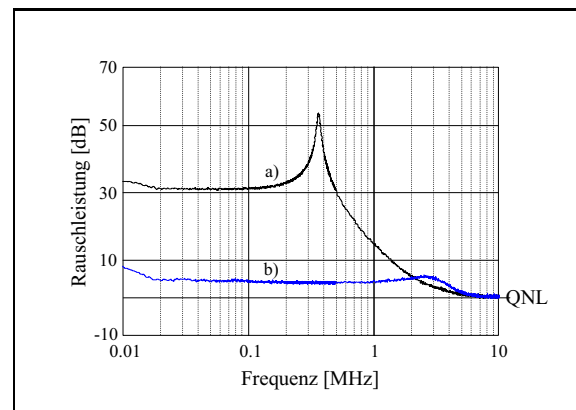


Abbildung 3.7: Amplitudenrauschen eines Nd:YAG Miniatur-Ringlasers

### 3.5.1 Aktive Frequenzabstimmung

Neben der hohen passiven Frequenzstabilität monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser ist eine aktive Kontrolle der Emissionsfrequenz für zahlreiche Anwendungen von Bedeutung. Die einfachste Art der Abstimmung kann dabei über die Kristalltemperatur erfolgen. Für die Emissionsfrequenz eines monolithischen Ringlasers gilt:

$$\nu = m \frac{c}{n(T) L_g(T)} \quad (3.1)$$

Hierbei beschreibt  $m$  die Modenzahl und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Der Brechungsindex  $n$  und die geometrische Länge eines Resonatorumlaufs  $L_g$  sind direkt von der Temperatur abhängig. Für den Abstimmkoeffizienten der Frequenz erhält man somit:

$$\frac{d\nu}{dT} = -\nu \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L_g} \frac{dL_g}{dT} \right) = -\nu \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \alpha \right) \quad (3.2)$$

Dieser ist folglich nur von der Frequenz  $\nu$  und den Materialkonstanten  $dn/dT$  und  $\alpha$  abhängig. Für die Wellenlänge 1064.2 nm (282 THz) ergibt sich abhängig von den Literaturwerten [24], [78] daraus ein Abstimmkoeffizient von 3.1 - 3.3 GHz/K. Mit Hilfe der Temperatur kann die Emissionsfrequenz somit über einen großen Teil des Verstärkungsprofils (etwa 150 GHz) abgestimmt werden, wobei allerdings alle 8 - 10 GHz ein Modensprung auftritt, da jeweils eine benachbarte Mode eine höhere Verstärkung erfährt [44]. Dieser Wert ist größer als der Modenabstand des Resonators (5.8 GHz), da sich auch das Verstärkungsprofil selbst mit der Temperatur verschiebt. Aufgrund der relativ großen Wärmekapazität von Nd:YAG ist diese Art der Frequenzabstimmung jedoch auf Modulationsfrequenzen im Hertz-Bereich beschränkt.

Eine schnelle Abstimmung der Frequenz des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers ist jedoch über eine spannungsinduzierte Änderung des Brechungsindex möglich [79], [80]. Hierzu wird eine dünne Scheibe einer Piezo-Keramik direkt auf die Oberseite des Monolithen geklebt [44]. Bei Anlegen einer Hochspannung dehnt diese sich radial aus und verursacht mechanische Spannungen im Kristall, welche über spannungsinduzierte Doppelbrechung die optische Weglänge im Resonator verändern. Experimentell ergibt sich ein Abstimmkoeffizient der Emissionsfrequenz von 1 - 2 MHz/V, wodurch sich im zulässigen Spannungsbereich der Piezo-Keramik ein Abstimbereich von 0.5 - 1 GHz realisieren läßt. Diese Art der Frequenzabstimmung ermöglicht Modulationsfrequenzen bis etwa 100 kHz.

Eine aktive Frequenzabstimmung der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser ist somit über einen großen Frequenzbereich mit kleiner Dynamik sowie über einen kleineren Frequenzbereich mit großer Dynamik möglich, was diesen Lasertyp zu einer universell einsetzbaren Einfrequenz-Strahlquelle macht. Im folgenden Kapitel 4 werden derartige Laser nun als Pumpquelle für abstimbare Einfrequenz-Lasersysteme in verschiedenen Spektralbereichen eingesetzt.

## 4 Resonante Frequenzkonversion

Die ersten experimentellen Arbeiten zur Frequenzkonversion von Dauerstrichlasern in externen Resonatoren datieren bereits aus der zweiten Hälfte der sechziger Jahre [8], also nur wenige Jahre nach der Realisierung des ersten Rubin-Lasers durch T. H. Maiman [81] überhaupt. In diesen Experimenten mit Gaslasern (He-Ne) konnte das Prinzip der resonanten Leistungsüberhöhung erfolgreich demonstriert werden, aufgrund der verfügbaren Komponenten und Kristalle lagen praktische Anwendungsgebiete jedoch noch in weiter Ferne. In den darauf folgenden Jahrzehnten änderten sich jedoch die Voraussetzungen durch die rasante Weiterentwicklung der Festkörperlaser [78], insbesondere auch durch die Realisierung *diodengepumpter* Festkörperlaser [2], sowie durch die Züchtung neuartiger optisch nichtlinearer Kristalle [82], [83] mit verbesserten Eigenschaften. Im folgenden sollen nun abstimmbare Einfrequenz-Lasersysteme vorgestellt werden, welche auf der resonanten Frequenzkonversion der im vorangegangenen Kapitel 3 beschriebenen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser basieren.

### 4.1 Einfrequenz-Betrieb im grünen Spektralbereich

Die ersten Experimente zur effizienten Frequenzverdopplung von Einfrequenz-Nd:YAG-Lasern bei 1064.2 nm in resonanten Kavitäten wurden in den achtziger Jahren mit monolithischen Ringresonatoren durchgeführt [84], [85]. Als optisch nichtlineares Material wurde hierbei mit Magnesiumoxid (MgO) dotiertes Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ) verwendet (siehe hierzu Abschnitt 4.1.1). Obwohl nur Ausgangsleistungen von einigen hundert Milliwatt zur Verfügung standen, konnten Konversionseffizienzen von 56 % [86] bzw. später 65 % [10] erreicht werden. Mit monolithischen Linearresonatoren aus diesem Kristallmaterial konnten einige Jahre später sogar 82 % Effizienz demonstriert werden [11].

Monolithische Verdopplerresonatoren haben jedoch einige gravierende Nachteile, insbesondere wenn man an höheren Ausgangsleistungen interessiert ist. Da keine beweglichen Komponenten vorhanden sind, kann eine Abstimmung des Resonators, wie sie für die Stabilisierung benötigt wird (siehe Abschnitt 2.3), nur über den elektrooptischen Effekt erfolgen [48]. Bei hohen resonatorinternen Leistungen wird die dafür angelegte Hochspannung jedoch durch Raumladungen abgeschirmt, wodurch ein stabiler Betrieb unmöglich wird. Diese sog. *photorefraktiven* Prozesse werden dabei durch die Präsenz sichtbarer Strahlung stark begünstigt.

Alternativ kann nur die Laserfrequenz auf den Resonator stabilisiert werden [10], wobei natürlich im Falle monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser deren intrinsische Frequenzstabilität (siehe Abschnitt 3.5) sowie die Möglichkeit zur Frequenzabstimmung verloren geht. Des weiteren bildet sich bei hohen Leistungen im Kristall eine thermische Linse aus, die nicht kompensiert werden kann und daher die Einkopplung in den Resonator verschlechtert. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisierten Einfrequenz-Lasersysteme wurden daher die in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten halb-monolithischen (*hemilithischen*) Linearresonatoren eingesetzt (siehe Abbildung 2.11).

#### 4.1.1 Geeignete nichtlineare Kristalle

Eine phasenangepaßte Frequenzverdopplung des Laserübergangs  ${}^4F_{3/2} (R_2) \rightarrow {}^4I_{11/2} (Y_3)$  mit der größten Verstärkung in Nd:YAG bei 1064.2 nm (siehe Abschnitt 3.1) läßt sich in einer ganzen Reihe von optisch nichtlinearen Kristallen erreichen. Die bekanntesten sind hierbei Kaliumtitanylphosphat  $\text{KTiOPO}_4$  (KTP) [82], Lithiumtriborat  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  (LBO) [83] und Lithiumniobat  $\text{LiNbO}_3$  (LN) [23]. Hinzu kommen zahlreiche, weniger häufig eingesetzte Kristallmaterialien [23]. Da kongruentes Lithiumniobat bei Raumtemperatur schon bei Anwesenheit geringer Leistungen sichtbarer Strahlung lokalisierte Raumladungen ausbildet (*Photorefraktivität*), welche zu erhöhten optischen Verlusten und zu einer Degradation der Strahlqualität führen, dotiert man es gewöhnlich mit Magnesiumoxid (MgO) [87]. Dies hat im Falle der Frequenzverdopplung  $1064 \text{ nm} \rightarrow 532 \text{ nm}$  eine Verschiebung der Temperatur für nichtkritische  $90^\circ$ -Phasen Anpassung (siehe Abschnitt 2.2.2) von  $-20^\circ \text{C}$  auf etwa  $110^\circ \text{C}$  zur Folge [86], [88], [89]. In diesem erhöhten Temperaturbereich wird die Ausbildung von lokalisierten Raumladungen weitestgehend verhindert [87]. In der folgenden Tabelle 4.1 sind einige Eigenschaften der drei oben beschriebenen Kristalle zum Vergleich zusammengefaßt:

	$\text{KTiOPO}_4$	$\text{LiB}_3\text{O}_5$	5%MgO:LiNbO <sub>3</sub>
Anpassung	Typ II	Typ I	Typ I
Kristalltyp	biaxial	biaxial	uniaxial
Temperatur	$20^\circ \text{C}$	$148^\circ \text{C}$	$110^\circ \text{C}$
Bandbreite	$25^\circ \text{C} \cdot \text{cm}$	$4^\circ \text{C} \cdot \text{cm}$	$0.7^\circ \text{C} \cdot \text{cm}$
Winkel	$\theta = 90^\circ, \phi = 24.6^\circ$	$\theta = 90^\circ, \phi = 90^\circ$	$\theta = 90^\circ$
$d_{eff}$	2.46 pm/V	0.85 pm/V	4.4 pm/V
Absorption	$0.005 \text{ cm}^{-1}$	$0.0004 \text{ cm}^{-1}$	$0.003 \text{ cm}^{-1}$
Literatur	[23], [90], [91]	[83], [92], [93]	[23], [89], [91]

Tabelle 4.1: Vergleich geeigneter Kristalle zur Frequenzverdopplung  $1064 \text{ nm} \rightarrow 532 \text{ nm}$

Während bei KTP kritische Phasen Anpassung vom Typ II über den Winkel eingesetzt wird, ermöglichen LBO und  $\text{MgO:LiNbO}_3$  nichtkritische  $90^\circ$ -Phasen Anpassung vom Typ I (siehe hierzu Abschnitt 2.2.2). Letztere eignen sich daher besser für die Frequenzkonversion im externen Resonator, da nur eine Resonanzfrequenz zu stabilisieren ist. Weiterhin zeigt KTP eine Degradation der Kristallqualität (engl. *gray tracking*) [94], wenn hohe zirkulierende Leistungen präsent sind. Dieses Phänomen ist nicht in allen Einzelheiten verstanden [95].

Im Vergleich zwischen LBO und  $\text{MgO:LiNbO}_3$  sprechen die sehr geringen Verluste für LBO, der größere effektive nichtlineare Koeffizient dagegen für  $\text{MgO:LiNbO}_3$ . Ein Problem von LBO sind jedoch die stark unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten entlang der Hauptachsen des Kristalls, wodurch dielektrische Beschichtungen eine sehr schlechte Haltbarkeit aufweisen. Für die Realisierung der in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten hemilithischen Resonatorgeometrie (siehe Abbildung 2.11) wurden daher Kristalle aus 5% $\text{MgO:LiNbO}_3$  verwendet<sup>1</sup>. Der experimentelle Aufbau wird im folgenden näher erläutert.

### 4.1.2 Experimenteller Aufbau

Der prinzipielle Aufbau der realisierten Einfrequenz-Lasersysteme im sichtbaren Spektralbereich ist in der folgenden Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Die infrarote Strahlung des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers wird über zwei Linsen und zwei Umlenkspiegel in die transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) des hemilithischen Verdopplerresonators (siehe Abbildung 2.11) eingekoppelt. Dieser besteht aus einem 7.5 mm langen  $\text{MgO:LiNbO}_3$ -Kristall, dessen Rückseite konvex poliert ist mit einem Krümmungsradius  $R = 10$  mm, und einem externen Spiegel auf einer tubusförmigen Piezo-Keramik mit Krümmungsradius  $R = -25$  mm. Die Rückseite des Kristalls ist hochreflektierend für 1064 nm und 532 nm beschichtet, die Vorderseite ist mit einer Antireflex-Vergütung für beiden Wellenlängen versehen. Der externe Spiegel weist eine impedanzangepasste Transmission (siehe Abschnitt 2.3.2) von 7 % für 1064 nm und eine hohe Transmission ( $> 90$  %) für 532 nm auf. Ein Faraday-Isolator (30 dB) verhindert die Rückkopplung reflektierter Strahlung in den monolithischen Nd:YAG-Ringlaser. Die Trennung der generierten zweiten Harmonischen von der infraroten Fundamentalwelle erfolgt durch einen der Umlenkspiegel,

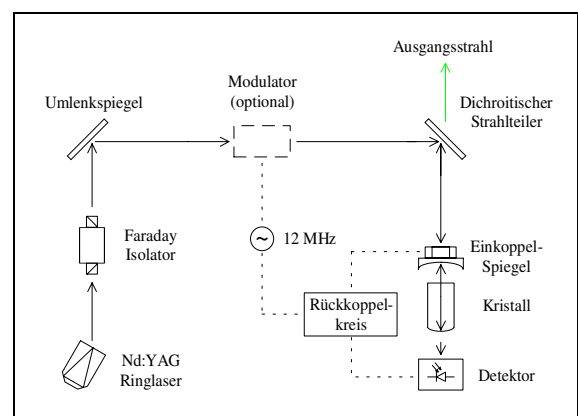


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Einfrequenz-Lasersysteme im sichtbaren Spektralbereich (nicht maßstäblich)

<sup>1</sup>Crystal Technology, Inc., Palo Alto, CA 94303

welcher als dichroitischer Strahlteiler realisiert ist. Der Verdopplerkristall befindet sich in einem kleinen Aluminium-Ofen und wird über die Temperatur nichtkritisch phasenangepaßt (siehe Abschnitt 4.1.1). Die Phasenanpassungstemperatur beträgt etwa 110 °C und wird über einen PID-Regler stabilisiert, wobei die maximale Schwankungsbreite kleiner als 10 mK ist.

Wie in Abschnitt 2.3.3 bereits erläutert, hängt die erreichbare effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  (siehe Gleichung (2.68)) stark von der Größe der Strahltaile und ihrer Lage im nichtlinearen Kristall ab. Diese beiden Größen lassen sich im vorliegenden Fall durch den Abstand des externen Spiegels vom nichtlinearen Kristall einstellen. In der folgenden Abbildung 4.2 ist der Verlauf des Strahlradius der Fundamentalwelle für einen Abstand von 23 mm dargestellt.

Es ergibt sich eine Strahltaile  $\omega_0$  von 27  $\mu\text{m}$ , welche sich 3.5 mm vor der Rückseite des Kristalls befindet [53]. Für den maximalen Wert der effektiven Nichtlinearität  $\Gamma_{max}$  (siehe Gleichung (2.85)) erhält man unter Voraussetzung optimaler Phasenbeziehung am dielektrischen Spiegel und eines vollständig homogenen Kristalls daraus:

$$\Gamma_{max} = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \quad (4.1)$$

Hierbei wurde der in Tabelle 4.1 angegebene Wert  $d_{eff} = 4.4 \text{ pm/V}$  aus [91] zugrundegelegt.

Für den Fokussierparameter  $h_e$  im einfachen Durchgang (siehe Gleichung (2.83)), analog zur Definition von Boyd und Kleinman [39], erhält man für diese Geometrie den Wert 0.66.

Die Stabilisierung des hemilithischen Resonators auf die Frequenz des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers wurde mit Hilfe des in Abschnitt 2.4.2 erläuterten Seitenband-Verfahrens [59] realisiert. Die Erzeugung des dafür notwendigen Fehlersignals erfolgte hierbei über einen resonanten Phasenmodulator (*NewFocus, Inc., Model 4003-D*) oder alternativ durch direkte elektrooptische Modulation des  $\text{MgO:LiNbO}_3$ -Kristalls über zwei dünne Kupfer-Elektroden. Die zweite Methode ist etwas kostengünstiger, erfordert jedoch eine individuelle Optimierung der Modulationsfrequenz (10 - 20 MHz) auf den jeweiligen Kristall. Die aufgeprägte Modulation wird in Transmission phasenempfindlich detektiert (siehe Abbildung 4.1) und das resultierende Fehlersignal (siehe Abschnitt 2.4.2) über einen Rückkopplungs-kreis (PID-Regler) auf die Piezo-Keramik als Stellglied zurückgeführt.

Das gesamte Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich, bestehend aus dem monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser inklusive Pumpoptik plus Aufbau zur resonanten Frequenzverdopplung, kann in einem geschlossenen Gehäuse der Größe 30 x 45 x 12  $\text{cm}^3$  untergebracht werden.

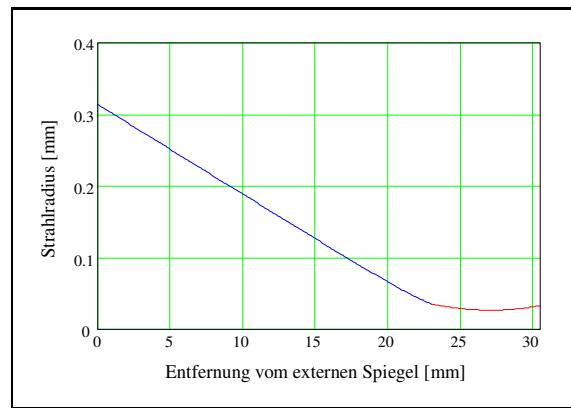


Abbildung 4.2: Strahlradius der Fundamentalwelle innerhalb des Resonators



### 4.1.3 Laserkenndaten

Der für die im folgenden beschriebenen Einfrequenz-Lasersysteme im grünen Spektralbereich als Pumpquelle eingesetzte monolithische Nd:YAG Miniatur-Ringlaser (siehe Abschnitt 3.3) wurde mit 4 Watt bei 808 nm angeregt und erreichte eine kontinuierliche Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb von 1.8 Watt bei 1064.2 nm. Hinter dem Faraday-Isolator (30 dB) und der Einkoppeloptik standen etwa 1.6 Watt zur Verfügung, wovon etwa 88 % (1.4 Watt) in die transversale Grundmode ( $TEM_{00}$ ) des hemilithischen Resonators eingekoppelt werden konnten (siehe Abschnitt 2.3.3). In der folgenden Abbildung 4.3 ist die generierte Leistung

der zweiten Harmonischen bei 532 nm als Funktion dieser *modenangepaßten* Pumpleistung dargestellt. Für die maximal zur Verfügung stehende eingekoppelte Leistung von 1.4 W konnte eine grüne Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb von 1.2 W realisiert werden. Die durchgezogene Linie wurde mit Hilfe der in Abschnitt 2.3.1 abgeleiteten Theorie (siehe Gleichung (2.70) und (2.69)) der einfachresonanten Frequenzverdopplung berechnet, wobei die effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  (Gleichung (2.68)) als Anpassungsparameter der Ausgleichskurve verwendet wurde. Nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [51] ergibt sich der Wert  $\Gamma = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1}$ . Somit konnten 68 % des theoretisch maximal möglichen Wertes (siehe Gleichung (4.1)) erreicht werden, welcher unter Voraussetzung optimaler Phasenbeziehung und Ignorierung thermischer oder sonstiger störender Effekte berechnet wurde. Die dazugehörige interne Konversionseffizienz  $\eta$  (siehe Gleichung (2.72)), ebenfalls als Funktion der modenangepaßten Pumpleistung bei 1064 nm, ist in der nebenstehenden Abbildung 4.4 dargestellt. Zur Berechnung der theoretischen Kurve wurden hierbei dieselben Parameter eingesetzt wie in Abbildung 4.3. Für die maximale eingekoppelte Pumpleistung erreicht die interne Konversionseffizienz nahezu 90 %, was dieses Lasersystem auch unter Berücksichtigung der Ein-

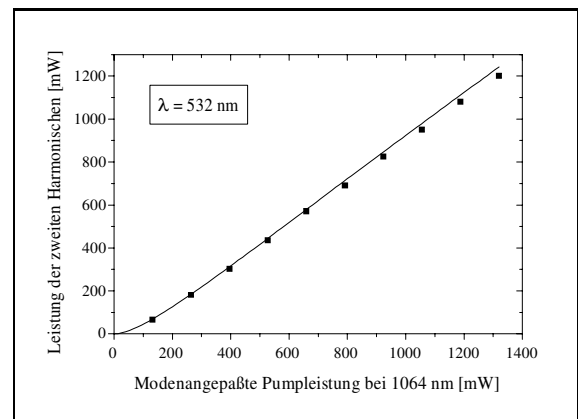


Abbildung 4.3: Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb bei 532 nm.

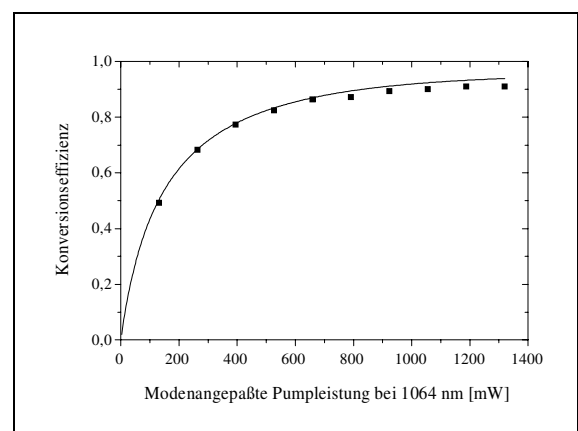


Abbildung 4.4: Interne Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung

koppelverluste sehr effizient macht. Die Gesamteffizienz dieses Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich bezogen auf die Pumpleistung der Diodenlaser beträgt etwa 30 %.

Aufgrund der hohen Amplitudenstabilität des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers (siehe Abschnitt 3.5) und der Stabilisierung über ein elektrooptisches Seitenband-Verfahren (siehe Abschnitt 2.4.2) zeichnet sich auch die frequenzverdoppelte Strahlung durch gute Stabilität aus. In der folgenden Abbildung 4.5 ist eine Langzeitmessung der Leistung der zweiten Harmonischen über 10 Stunden dargestellt. Diese Messung wurde an einem identischen Einfrequenz-Lasersystem bei 532 nm durchgeführt, welches in Kooperation mit der Universität Konstanz aufgebaut wurde [96]. Die untere Kurve in dieser Abbildung zeigt hierbei dieselbe Messung um den Faktor 10 vergrößert (siehe rechte Skala). Die durchschnittliche Ausgangsleistung bei 532 nm über die Dauer von 10 Stunden beträgt 1.1 W mit einer Standardabweichung von weniger als 1 %. Die hohe Amplitudenstabilität des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers konnte folglich durch die Stabilisierung des externen Resonators auf die Laserfrequenz erfolgreich in den sichtbaren Spektralbereich übertragen werden. Des weiteren werden durch die Stabilisierungs-Elektronik keine zusätzlichen Komponenten im Rauschspektrum hinzugefügt. In der folgenden Abbildung 4.6 ist das spektrale Intensitätsrauschen für die Fundamentalwelle (a) und die zweite Harmonische (b) dargestellt. Hierbei wurde die Leistung auf dem Detektor für beide Wellenlängen so abgeschwächt, daß der Spannungsabfall an der Photodiode (Si) jeweils 0.5 Volt betrug. Somit wurde in beiden Fällen der gleiche Photostrom gemessen. Die einzige Komponente im Rauschspektrum bei der Wellenlängen ist durch die Frequenz der Relaxationsoszillation im Nd:YAG Miniatur-Ringlaser gegeben, die hier nicht durch den auf die Laserdioden wirkenden Rückkoppelkreis unterdrückt wurde [76] (vgl. hierzu Abbildung 3.7). Das Intensitätsrauschen der zweiten Harmonischen liegt entsprechend der Theorie [46] 6 dB über dem der Fundamentalwelle und geht für hohe Frequenzen in das Quantenrauschen der Grundwelle über.

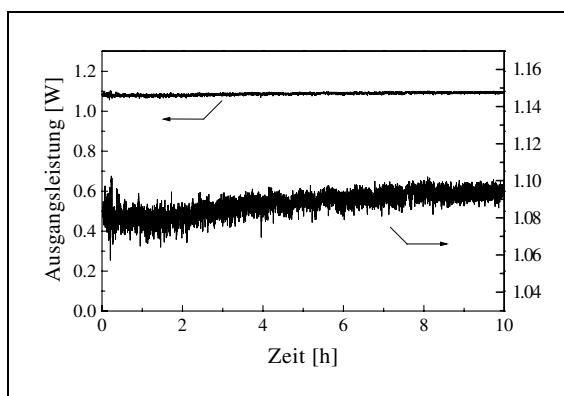


Abbildung 4.5: Langzeitmessung der Ausgangsleistung bei 532 nm

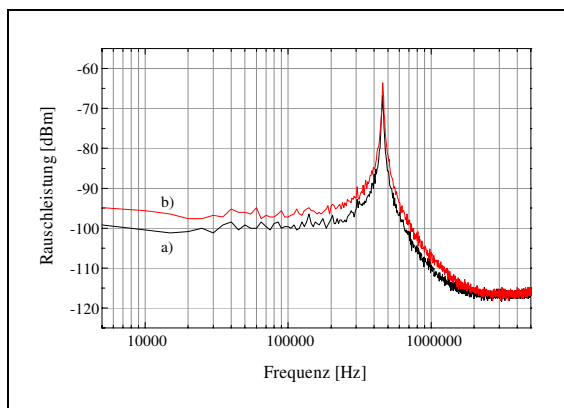


Abbildung 4.6: Vergleich des Intensitätsrauschens bei 1064 nm und 532 nm

Neben der hohen Amplitudenstabilität zeichnen sich die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Einfrequenz-Lasersysteme im sichtbaren Spektralbereich jedoch auch durch ihre Frequenzstabilität und die Möglichkeit zur kontinuierlichen Frequenzabstimmung aus. Dies ist beispielsweise von großer Bedeutung, wenn ein derartiges Lasersystem als Pumpquelle für einen optisch-parametrischen Oszillator eingesetzt wird (siehe Abschnitt 4.4). Da der hemilithische Verdopplerresonator auf die Frequenz des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers stabilisiert ist, erfolgt die Frequenzabstimmung ausschließlich durch die Kontrolle der Laserfrequenz. Somit konnte ein kontinuierlicher Abstimmungsbereich der zweiten Harmonischen ohne Modensprünge von etwa 15 bis 20 GHz realisiert werden. Dieser Wert hängt jeweils von der absoluten Temperatur des Nd:YAG Ringlaser-Kristalls ab, da deren Änderung nicht nur die optische Weglänge verändert, sondern auch das Verstärkungsprofil verschiebt.

Zur Bestimmung der Frequenzdrift können atomare oder molekulare Resonanzen als *Frequenzdiskriminator* eingesetzt werden. Im grünen und roten Spektralbereich bietet sich hierzu das Iod-Molekül ( $I_2$ ) an, welches dort zahlreiche Absorptionslinien aufweist und sehr gut dokumentiert ist. Kalibriert man die Breite einer Absorptionslinie, z. B. mit Hilfe eines *Fabry-Perot-Interferometers* [20], und stimmt die Emissionsfrequenz dann auf den linearen Teil der Linienflanke, so läßt sich aus der

Änderung der Transmission die Frequenzdrift bestimmen [97]. Die nebenstehende Abbildung 4.7 zeigt eine derartige Messung mit Hilfe einer Iodzelle, die ebenfalls in Kooperation mit der Universität Konstanz aufgenommen wurde [96]. Um Sättigungseffekte zu vermeiden, wurde hierbei die Intensität der grünen Strahlung auf etwa  $300 \mu\text{W}$  abgeschwächt. Es ergibt sich eine Drift der Emissionsfrequenz bei 532 nm (564 THz) von weniger als 30 MHz pro Stunde. Da bei diesem Verfahren eine *Doppler-verbreiterte*

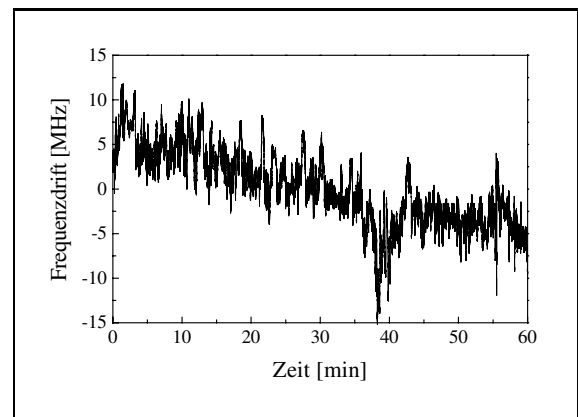


Abbildung 4.7: Driftmessung der Emissionsfrequenz bei 532 nm

Absorptionslinie [14] verwendet wurde, ist diese Messung jedoch mit einer Unsicherheit behaftet. Zum Vergleich wurde daher eine weitere Driftmessung über mehrere Stunden durchgeführt, bei der die Schwebungsfrequenz mit einem weiteren, auf eine *Hyperfeinstrukturkomponente* [14] einer Iodlinie stabilisierten Vergleichslaser (*Lightwave Electronics Corp., Model 142*) der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig detektiert wurde. Hierbei ergab sich eine Obergrenze für die Frequenzdrift der zweiten Harmonischen von weniger als 75 MHz pro Stunde [98]. Diese Drift beruht auf einer zeitlichen Veränderung der Referenzspannung in der Temperaturregelung des Nd:YAG Kristalls und läßt sich prinzipiell nur durch die Stabilisierung der Frequenz auf eine absolute Referenz unterbinden.

#### 4.1.4 Schnelle Frequenzabstimmung

Wie in Abschnitt 3.5.1 bereits erläutert, beträgt der thermische Abstimmkoeffizient des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 1064.2 nm etwa 3.1 GHz/K (siehe Gleichung (3.2)), wobei die maximale Modulationsfrequenz aufgrund der Wärmekapazität des Materials jedoch auf einige Hertz begrenzt ist. Für zahlreiche Anwendungen, insbesondere im Bereich der lasergestützten Meßtechnik, ist jedoch eine schnelle, möglichst lineare Frequenzabstimmung erforderlich. Diese ist bei der Fundamentalwelle durch die piezomechanische Abstimmung (siehe Abschnitt 3.5.1) gegeben, die Übertragung dieser Eigenschaft auf die zweite Harmonische erfordert jedoch eine Stabilisierungs-Elektronik und Regelstrecke mit ausreichender Bandbreite. Letztere wird bei der Stabilisierung eines Resonators für gewöhnlich durch mechanische Resonanzen begrenzt.

Durch eine spezielle Dämpfungsstruktur, welche die niederfrequenten mechanischen Resonanzen der Spiegelhalterung des hemilithischen Resonators (siehe Abbildung 2.11), inklusive tubusförmiger Piezo-Keramik, möglichst vollständig von den Bewegungen des dünnen Spiegelsubstrats abkoppelt, konnte eine Verschiebung der niedrigsten mechanischen Resonanz in der geschlossenen Regelschleife auf etwa 26 kHz erreicht werden, womit eine ausreichende Regelbandbreite zur Verfügung stand. Im folgenden soll nun das Potential des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich unter dem Gesichtspunkt der schnellen Frequenzabstimmung demonstriert werden.

Für die Bestimmung des maximalen Abstimmungsbereichs mit Hilfe der dünnen Piezo-Scheibe auf dem Ringlaser-Kristall [44], wurde ein Teil der Strahlung der zweiten Harmonischen bei 532 nm in ein *konfokales Fabry-Perot-Interferometer* (FPI) [34], [35] mit einem *freien Spektralbereich* (FSB) von 2 GHz eingekoppelt.

Das resultierende Spektrum ist in der nebenstehenden Abbildung 4.8 durch die obere Kurve (a) dargestellt. Durch Anlegen einer Gleichspannung von 400 Volt verschob sich dieses Spektrum um 1.07 GHz nach *rechts*, was durch das untere Spektrum (b) dargestellt ist. Hierbei wurde das Digital-Oszilloskop, mit dem diese Spektren aufgenommen wurden, auf denselben Wert des Ansteuersignals des Interferometers *getriggert*. Für den piezomechanischen Abstimm-

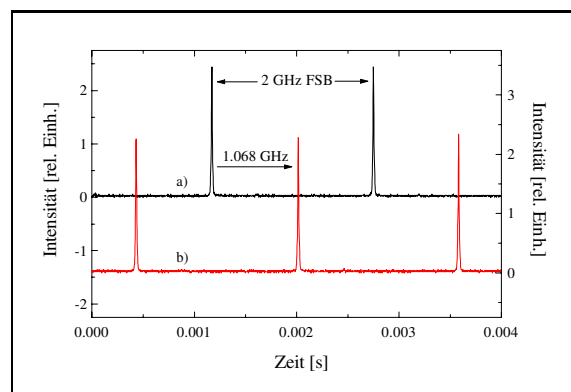


Abbildung 4.8: Kalibrierung der piezomechanischen Frequenzabstimmung

koeffizienten der zweiten Harmonischen bei 532 nm erhält man damit den Wert 2.67 MHz/V (vgl. hierzu Abschnitt 3.5.1), was zusammen mit dem maximalen Abstimmungsbereich von über einem GHz für die meisten potentiellen Anwendungen vollkommen ausreichend ist.

Für die interferometrische Längen- und Geschwindigkeitsmessung wird beispielsweise eine Meßfrequenz (*Trägerfrequenz*) im MHz-Bereich benötigt, welche z. B. mit Hilfe einer dreieckförmigen Frequenzmodulation (engl. *chirp modulation*) und anschließenden Verzögerungsstrecken, ähnlich einem *Mach-Zehnder-Interferometer* [20], erzeugt werden kann. Mit Ausnahme der Umkehrpunkte erfolgt die Abstimmung der Emissionsfrequenz linear und die so generierte Trägerfrequenz ist damit zeitlich konstant [99].

Soll ein derart frequenzmodulierter Nd:YAG Miniatur-Ringlaser in einem externen Resonator frequenzverdoppelt werden, so ist eine große Regelbandbreite erforderlich, da eine Dreiecksfunktion in ihrer *Fourier-Zerlegung* alle ungeraden Harmonischen der Modulationsfrequenz mit wechselnden Vorzeichen enthält [51]. Frequenzveränderungen des Lasers erfordern eine Nachregelung der Resonatorlänge, daher kann die Regelgüte der Stabilisierungselektronik durch Detektion der Schwankungsbreite in der Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen bestimmt werden. In der folgenden Abbildung 4.9 ist die verbleibende Amplitudenmodulation bei einer Ausgangsleistung

im Einfrequenz-Betrieb von 1.1 Watt bei 532 nm dargestellt. Die Laserfrequenz wurde dabei mit einem dreieckförmigen Signal der Frequenz 1 kHz mit einer Amplitude von 400 Volt moduliert. Dies entspricht einem Abstimmungskoeffizienten der Emissionsfrequenz bei 532 nm von 2.14 GHz/ms. Die Standardabweichung der Ausgangsleistung beträgt dabei lediglich 0.9 %. Eine Erhöhung der Modulationsfrequenz auf 5 kHz führte zu einem Anstieg der Standardabweichung der

Ausgangsleistung auf etwa 2 %. Der Abstimmkoeffizient der Emissionsfrequenz bei 532 nm beträgt dabei entsprechend 10.7 GHz/ms. Die Realisierung dieser schnellen Frequenzabstimmung beruht hauptsächlich auf zwei entscheidenden Faktoren: Zum einen auf der großen Regelbandbreite der Stabilisierungselektronik, welche durch die hohe mechanische Resonanzfrequenz der optimierten Spiegelhalterung von 26 kHz möglich wurde. Zum anderen wurde das Modulationssignal, welches zur Ansteuerung der dünnen Piezo-Scheibe auf dem monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser verwendet wurde, zusätzlich mit richtiger Phasenlage und angepaßter Amplitude am *Summationspunkt* des PID-Reglers zum Regelsignal addiert, um die Stellgrößen-Information unabhängig vom Regler bereitzustellen.

Somit wurde ein hoch effizientes Einfrequenz-Lasersystem auf der Basis monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser realisiert, welches erstmals eine kontinuierliche Ausgangsleistung von über einem Watt im grünen Spektralbereich in Kombination mit hoher Amplituden- und Frequenzstabilität sowie der Möglichkeit zur schnellen Frequenzabstimmung bietet.

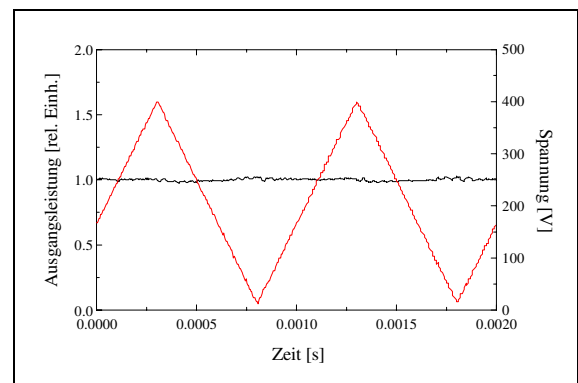


Abbildung 4.9: Variation der Ausgangsleistung bei schneller Frequenzabstimmung

## 4.2 Einfrequenz-Betrieb im blauen Spektralbereich

Die Bedeutung des Quasi-Drei-Niveau-Übergangs  ${}^4F_{3/2} (R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2} (Z_5)$  im Nd:YAG bei 946 nm (siehe Abschnitt 3.1) liegt in erster Linie in der Möglichkeit begründet, durch Frequenzverdopplung kohärente Strahlung im blauen Spektralbereich zu erhalten. Dieser ist für eine Reihe wissenschaftlicher und technischer Anwendungsgebiete interessant, welche von der kürzeren Wellenlänge durch eine höhere spektrale Empfindlichkeit oder ein besseres Auflösungsvermögen profitieren. Stärker noch als der grüne Spektralbereich war dieser allerdings bis vor kurzem durch Gaslasersysteme wie Argon-Ionen- ( $\text{Ar}^+$ ) oder Helium-Cadmium-Laser (HeCd) dominiert, welche eine sehr geringe Effizienz, kurze Lebensdauern der Röhren und hohes technisches Rauschen aufweisen.

Aufgrund der in den Abschnitten 3.1 und 3.4 erläuterten Probleme und Anforderungen an einen effizienten Laserbetrieb in Nd:YAG bei 946 nm, stammen die ersten Arbeiten zur Frequenzverdopplung dieses Laserübergangs aus den späten achtziger Jahren [70]. Einfrequenz-Betrieb mit Ausgangsleistungen bis zu 100 mW bei 473 nm wurde einige Jahre später mit Hilfe resonatorinterner Frequenzverdopplung (engl. *intra-cavity*) erreicht [100], [101]. Dieses System erfordert jedoch eine Reihe zusätzlicher Komponenten im Resonator, welche die erreichbare Effizienz und Stabilität begrenzen.

### 4.2.1 Geeignete nichtlineare Kristalle

Eine phasenangepaßte Frequenzverdopplung des Laserübergangs  ${}^4F_{3/2} (R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2} (Z_5)$  im Nd:YAG bei 946 nm ist im Prinzip in einer Reihe von optisch nichtlinearen Kristallen möglich. Die bekanntesten sind hierbei Lithiumiodat ( $\text{LiIO}_3$ ), Beta-Bariumborat ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) und Kaliumniobat ( $\text{KNbO}_3$ ). In der folgenden Tabelle 4.2 sind einige Eigenschaften der drei genannten Kristalle verglichen (für  $\text{KNbO}_3$  kritische und nichtkritische Phasenanpassung):

	$\text{LiIO}_3$	$\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$	$\text{KNbO}_3$	
Anpassung	Typ I	Typ I	Typ I	
Kristalltyp	uniaxial	uniaxial	biaxial, $\theta = 90^\circ$	
Temperatur	20 °C	20 °C	185 °C	30 °C
Winkel	$\theta = 35^\circ$	$\theta = 25^\circ$	$\phi = 90^\circ$	$\phi = 30^\circ$
$d_{eff}$	3.6 pm/V	1.4 pm/V	-20.0 pm/V	-17.4 pm/V
Walk-Off	4.6°	3.5°	0°	0.86°
Absorption	$0.005 \text{ cm}^{-1}$	$0.001 \text{ cm}^{-1}$	$0.001 \text{ cm}^{-1}$	
Literatur	[23], [89], [102]	[23], [103]	[104], [105], [106], [107]	

Tabelle 4.2: Vergleich geeigneter Kristalle zur Frequenzverdopplung 946 nm  $\rightarrow$  473 nm

In Lithiumiodat und  $\beta$ -Bariumborat ist nur eine kritische Phasenanpassung über den Winkel möglich (siehe Abschnitt 2.2.2), jedoch jeweils mit einem sehr großen Walk-Off-Winkel (siehe Abbildung 2.2), welcher in einem Resonator mit kleiner Strahltaile schwer zu handhaben ist. Kaliumniobat erlaubt dagegen im Prinzip, analog zu Lithiumniobat für die Wellenlänge 1064 nm, eine nichtkritische Typ I Phasenanpassung über die Temperatur des Kristalls mit einem sehr großen nichtlinearen Koeffizienten. Allerdings liegt die Temperatur für die Wellenlänge 946 nm sehr dicht an einem Phasenübergang der Kristallstruktur (ca. 200 °C) (*Domänenumpolung*), welcher die Kristalle unbrauchbar macht [108]. Durch einen modifizierten Kristallschnitt kann jedoch auch eine Typ I Phasenanpassung bei etwa 30 °C mit einem nur geringfügig kleineren nichtlinearen Koeffizienten erreicht werden (siehe Tabelle 4.2). Für die Realisierung der in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten hemilithischen Resonatorgeometrie (siehe Abbildung 2.11) wurden daher Kristalle aus  $\text{KNbO}_3$  verwendet, die entsprechend geschnitten und beschichtet waren<sup>2</sup>. Der experimentelle Aufbau wird im folgenden näher erläutert.

#### 4.2.2 Experimenteller Aufbau

Der prinzipielle Aufbau des realisierten Einfrequenz-Lasersystems im blauen Spektralbereich ist nahezu identisch mit dem in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten. Die Strahlung eines quasimonolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 946 nm (siehe Abschnitt 3.4.1) wird über zwei Linsen und zwei Spiegel in die transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) des hemilithischen Verdopplerresonators eingekoppelt (siehe Abbildung 4.1). Dieser besteht in diesem Fall aus einem 5 mm langen  $\text{KNbO}_3$ -Kristall, dessen Vorder- und Rückseite plan poliert und mit einer Doppel-AR- bzw. Doppel-HR-Beschichtung für die Fundamentalwelle und die zweite Harmonische versehen sind (siehe Abbildung 2.11), und einem externen Spiegel mit Krümmungsradius  $R = -25$  mm, der auf einer tubusförmigen Piezo-Keramik befestigt ist. Der Spiegel weist eine impedanzangepaßte Transmission (siehe Abschnitt 2.3.2) von 3.7 % bei 946 nm und eine hohe Transmission ( $> 94$  %) für 473 nm auf. In der nebenstehenden Abbildung 4.10 ist der Verlauf des Strahlradius der Fundamentalwelle im Resonator für einen Abstand zwischen Kristall und externen Spiegel von 21 mm dargestellt. Es ergibt sich ein minimaler Strahlradius  $\omega_0$  von 48  $\mu\text{m}$  an der Rückseite des nichtlinearen Kristalls [53]. Aufgrund des sehr großen nichtlinearen Koeffizienten von  $\text{KNbO}_3$

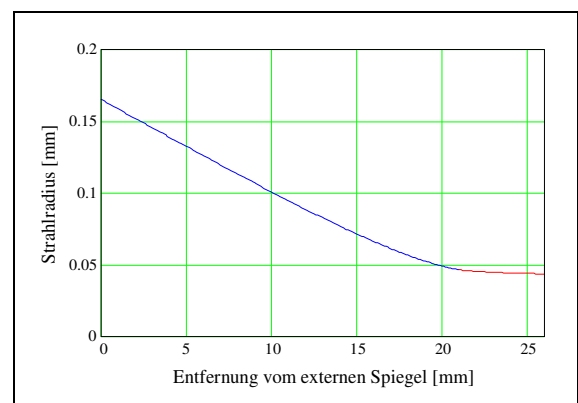


Abbildung 4.10: Strahlradius der Fundamentalwelle innerhalb des Resonators

<sup>2</sup>Forschungsinstitut für Edelsteine und Edelmetalle (FEE) GmbH, Idar-Oberstein

läßt sich trotz der geringeren Kristalllänge und der größeren Strahltaile  $\omega_0$  eine höhere effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  erreichen als im Falle des hemilithischen Verdopplerresonators mit  $\text{MgO:LiNbO}_3$ . Für den maximalen Wert der effektiven Nichtlinearität  $\Gamma$  (siehe Gleichung (2.68)) erhält man unter Voraussetzung optimaler Phasenbeziehung am dielektrischen Spiegel und eines vollständig homogenen Kristalls analog zu Gleichung (2.85):

$$\Gamma_{max} = 4 \gamma_K L h(\sigma, B \xi^{-\frac{1}{2}}, \kappa, \xi, \mu) = 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \quad (4.2)$$

Hierbei wurde der in Tabelle 4.2 angegebene Wert  $d_{eff} = -17.4 \text{ pm/V}$ , der für den gewählten Kristallschnitt nach [105] berechnet wurde, zugrundegelegt. Für den Fokussierparameter  $h$  im einfachen Durchgang (siehe Gleichung (2.83)) nach Boyd und Kleinman [39] erhält man für diese Geometrie den Wert 0.091. Durch einen konvexen Krümmungsradius auf der Rückseite des Kristalls könnte dieser Wert noch deutlich erhöht werden, die bei einer solchen Politur auftretenden Temperaturen können jedoch zu einer Domänenumpolung des Kristalls führen.

Da die berechnete Akzeptanzbandbreite der Phasenanpassungstemperatur für den 5 mm langen  $\text{KNbO}_3$  nur 0.5 K beträgt [104], [105], wurde der Verdopplerkristall mit einer dünnen Indiumfolie umwickelt und über ein *Peltier-Element* temperaturstabilisiert. Die Phasenanpassungstemperatur betrug dabei etwa 30 °C. Die Stabilisierung des hemilithischen Resonators auf die Frequenz des Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 946 nm erfolgte analog zum Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich mit Hilfe des in Abschnitt 2.4.2 erläuterten Seitenband-Verfahrens über einen elektronischen Rückkoppelkreis, der auf die Piezo-Keramik als Stellglied wirkt (siehe Abschnitt 4.1.2).

### 4.2.3 Laserkenndaten

Der für das im folgenden beschriebene Einfrequenz-Lasersystem im blauen Spektralbereich als Pumpquelle eingesetzte Nd:YAG Miniatur-Ringlaser (siehe Abschnitt 3.4) wurde mit ca. 5.8 Watt bei 808 nm angeregt und erreichte eine kontinuierliche Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb von 1.1 Watt bei 946 nm [74]. Hinter dem Faraday-Isolator und der Einkoppeloptik standen etwa 0.9 Watt zur Verfügung, wovon ca. 88 % (0.8 Watt) in die transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) des hemilithischen Resonators eingekoppelt werden konnten (siehe Abschnitt 2.3.3). In der nebenstehenden Abbildung 4.11 ist die generierte Leistung der zweiten Harmonischen bei 473 nm als Funktion dieser modenangepaßten Leistung dargestellt. Für die maximal

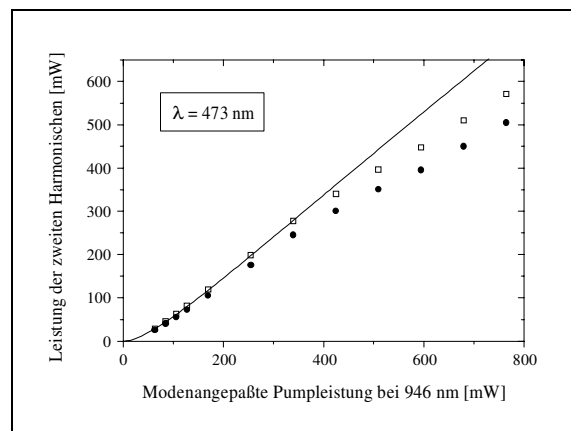


Abbildung 4.11: Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb bei 473 nm.



in die transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) eingekoppelte Leistung von etwa 0.8 Watt konnte eine Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb bei 473 nm von 0.5 Watt realisiert werden. Dies stellt die höchste bisher veröffentlichte Leistung im Einfrequenz-Betrieb eines Festkörperlaser im blauen Spektralbereich dar. Die ausgefüllten Kreise in Abbildung 4.11 beschreiben die gemessene Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb hinter dem dichroitischen Strahlteiler (siehe Abbildung 4.1), für die offenen Quadrate wurde die Leistung durch die gemessenen Transmissionsverluste des Spiegels und einer Fokussierlinse (jeweils 6 %) geteilt. Diese korrigierten Werte sind nützlich für den Vergleich mit der theoretisch zu erwartenden Leistung (durchgezogene Linie). Diese wurde mit Hilfe der in Abschnitt 2.3.1 abgeleiteten Theorie (siehe Gleichung (2.70) und (2.69)) der einfachresonanten Frequenzverdopplung berechnet, wobei die effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  (Gleichung (2.68)) und die Resonatorverluste  $T_1^o$  bei kleiner Pumpleistung (s. u.) als Anpassungsparameter der Ausgleichskurve verwendet wurden. Nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [51] ergeben sich die folgenden, mit dem grünen Einfrequenz-Lasersystem vergleichbaren Werte ( $T_1^o = 0.4 \%$ ,  $\Gamma = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1}$ ).

Die folgende Abbildung 4.12 zeigt die interne Konversionseffizienz  $\eta$  (siehe hierzu Gleichung (2.72)) als Funktion der modenangepaßten Pumpleistung bei 946 nm. Hierbei wurden für die Berechnung der theoretischen Kurve dieselben Parameter wie in Abbildung 4.11 verwendet. Bis zu einer modenangepaßten Pumpleistung von etwa 350 mW zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dies entspricht einer resonatorinternen Leistung der Fundamentalwelle von etwa 14 W. Hier wird auch der maximale Wert der internen Konversionseffizienz von über 81 % erreicht. Für höhere Pumpleistungen steigt die Diskrepanz zwischen den theoretischen und experimentellen Werten deutlich an, was höchstwahrscheinlich durch die Ausbildung von thermischen Profilen im nichtlinearen Kristall begründet

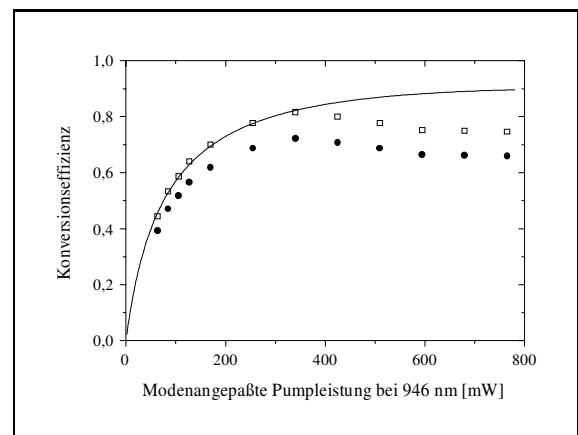


Abbildung 4.12: Interne Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung

ist, welche zu Inhomogenitäten in der Phasenanpassung führen. Diese Effekte, welche auf die Absorption der zweiten Harmonischen zurückzuführen sind, wurden auch bei der resonanten Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir-Lasers hoher Leistung mit  $\text{KNbO}_3$  beobachtet [52].

Bei maximaler Pumpleistung konnte mit diesem Lasersystem im blauen Spektralbereich stabiler Einfrequenz-Betrieb bei 0.5 Watt sowie eine modensprungfreie Frequenzabstimmung über bis zu 20 GHz demonstriert werden. Dies sind die höchsten bisher veröffentlichten Werte für ein mit Diodenlasern angeregtes Festkörperlaser-System in diesem Wellenlängenbereich.

### 4.3 Einfrequenz-Betrieb im ultravioletten Spektralbereich

Ein interessantes Einsatzgebiet des in Abschnitt 4.1 vorgestellten Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich ist die Erzeugung abstimmbarer ultravioletter Strahlung bei einer Wellenlänge von 266 nm durch eine weitere Frequenzverdopplungsstufe. Die wichtigsten Anwendungsmöglichkeiten einer solchen Strahlquelle liegen im Bereich der Photochemie und Spektroskopie, da viele Moleküle sehr große Absorptionsquerschnitte im ultravioletten Spektralbereich besitzen [14], und somit eine sehr empfindliche Detektion ermöglichen. Weitere Anwendungsmöglichkeiten bieten sich in der Lithographie und Mikromaterialbearbeitung. Hier erlaubt die kürzere Wellenlänge die Erzeugung kleinerer Strukturen als sie beispielsweise mit sichtbaren Lasers generiert werden können.

Eine direkte Erzeugung ultravioletter Laserstrahlung ist jedoch nur mit sogenannten *Excimer-Lasern* im gepulsten Betrieb möglich. In diesen Lasersystemen werden angeregte Molekülzustände von sehr aggressiven Gasen durch Hochspannungsentladungen erzeugt, welche nach kurzer Lebensdauer wieder zerfallen. Aufgrund des hohen Gefahrenpotentials der meist Fluor- oder Chlor-haltigen Gasgemische wird jedoch seit Jahren nach Alternativen für diese Technologie geforscht. Da eine direkte Frequenzvervierfachung von Festkörperlasern im Nahinfrarotbereich aufgrund der verschwindend kleinen nichtlinearen Koeffizienten nicht möglich ist, stellt die zweimalige Frequenzverdopplung in sukzessiven Stufen die einzige Möglichkeit dar, die notwendigen Ausgangsleistungen zu erzeugen.

#### 4.3.1 Geeignete nichtlineare Kristalle

Für die Erzeugung der vierten Harmonischen eines Nd:YAG Lasers bei 266 nm steht nur eine begrenzte Auswahl optisch nichtlinearer Kristalle zur Auswahl. In der folgenden Tabelle 4.3 sind einige Eigenschaften der am häufigsten eingesetzten (alle uniaxial) zusammengefaßt.

	KD <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	$\beta$ -BaB <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	CsLiB <sub>6</sub> O <sub>10</sub>
Anpassung	Typ I	Typ I	Typ I
Temperatur	45 °C	20 °C	170 °C
Winkel	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 47.5^\circ$	$\theta = 61.6^\circ$
Akzeptanzbreite	33 mrad · cm <sup>1/2</sup>	0.17 mrad · cm	0.49 mrad · cm
$d_{eff}$	0.4 pm/V	1.32 pm/V	0.84 pm/V
Walk-Off	0°	4.8°	1.8°
Literatur	[23], [89], [109]	[23], [103], [109]	[109], [110]

Tabelle 4.3: Vergleich geeigneter Kristalle zur Frequenzverdopplung 532 nm → 266 nm

In diesem Spektralbereich ist es deutlich schwieriger, geeignete nichtlineare Kristalle zu finden, da bei den meisten Materialien unterhalb von 300 nm eine sehr starke UV-Absorption einsetzt. Von den vorgestellten Kristallen erlaubt nur *deutrieretes* Kaliumdihydrogenphosphat  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  ( $\text{KD}^*\text{P}$ ) [23] eine nichtkritische Typ I Phasenanpassung über die Temperatur, jedoch mit einem sehr geringen optisch nichtlinearen Koeffizienten. Des weiteren sind diese Kristalle sehr zerbrechlich und *hygroskopisch*, so daß eine hermetische Kapselung erforderlich ist. Den größten nichtlinearen Koeffizienten für diesen Frequenzkonversionsprozeß weist Beta-Bariumborat  $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$  (BBO) [103] auf, aufgrund der starken Doppelbrechung in diesem Material allerdings kombiniert mit einem sehr großen Walk-Off-Winkel (vgl. hierzu Tabelle 4.2). Ein relativ neuer Borat-Kristall ist Cäsiumlithiumborat  $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$  (CLBO) [110], welcher im Vergleich mit BBO eine etwas geringere Nichtlinearität, aber einen deutlich kleineren Walk-Off-Winkel aufweist. Auch dieses Material ist jedoch sehr zerbrechlich und hygroskopisch, weshalb CLBO-Kristalle üblicherweise mit Hilfe einer hermetisch abgeschlossenen Heizung zwischen 170 und 220 °C gehalten werden müssen [5]. Für das im folgenden beschriebene Einfrequenz-Lasersystem im ultravioletten Spektralbereich bei 266 nm wurden nach Abwägung der genannten Kriterien schließlich  $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ -Kristalle<sup>3</sup> eingesetzt.

### 4.3.2 Experimenteller Aufbau

Im Gegensatz zu den im Rahmen dieser Arbeit realisierten Lasersystemen im sichtbaren Spektralbereich (siehe Abschnitt 4.1 und 4.2), konnte der externe Resonator zur Erzeugung ultravioletter Strahlung nicht in der in Abschnitt 2.3.3 erläuterten hemilithischen Geometrie aufgebaut werden. Zum einen wird die Herstellung von dielektrischen Beschichtungen auf BBO-Kristallen, welche hochreflektierend für 532 und 266 nm sind, technologisch nicht beherrscht, zum anderen führt die Überlagerung der in beiden Richtungen erzeugten vierten Harmonischen aufgrund des großen Walk-Off-Winkels zu einem sehr schlechten Strahlprofil. Stattdessen wurde ein Ringresonator in Doppel-Z-Konfiguration (engl. *bow-tie*) verwendet, wie er in der nebenstehenden Abbildung 4.13 dargestellt ist. Dieser besteht aus zwei planen Spiegeln und zwei Spiegeln mit Krümmungsradius  $R = -100$  mm, zwischen denen eine Strahltaile existiert, in die der nichtlineare Kristall platziert wurde. Der 7 mm lange BBO-Kristall war auf beiden Endflächen

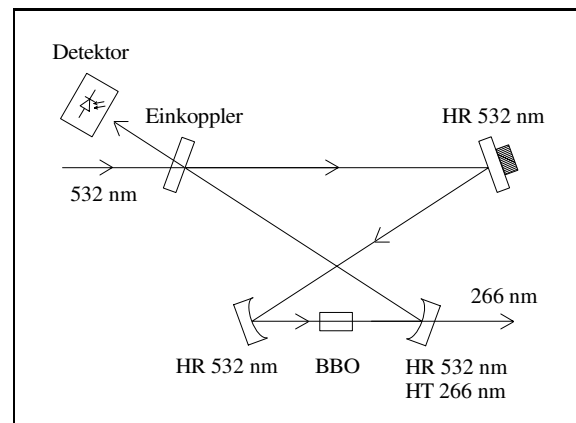


Abbildung 4.13: Prinzipieller Aufbau des diskret aufgebauten Verdopplerresonators

<sup>3</sup>CASIX, Inc., Fuzhou, Fujian 350014, VR China

mit einer Antireflex-Beschichtung für 532 und 266 nm vergütet, welche gleichzeitig als Schutz gegen eindringende Feuchtigkeit dient. Die Einkopplung der zweiten Harmonischen erfolgt durch einen der Planspiegel, welcher eine Transmission von 1 % bei 532 nm aufweist, die Auskopplung der vierten Harmonischen durch einen der gekrümmten Spiegel mit einer Transmission von 88 % für 266 nm. Die übrigen Resonatorspiegel weisen jeweils eine Transmission von etwa 0.15 % für die zweite Harmonische auf, zeigten jedoch zusätzliche Streuverluste.

Aufgrund des großen Walk-Off-Winkels von BBO wurde der Radius der Strahltaile  $\omega_0$  im nichtlinearen Kristall über den Abstand der beiden gekrümmten Spiegel auf Werte zwischen 50 und 100  $\mu\text{m}$  eingestellt. Hiermit ergeben sich für den Fokussierparameter  $h$  nach Boyd und Kleinman [39] Werte zwischen 0.02 und 0.04, für die effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  nach Gleichung (2.68) erhält man  $0.2 \cdot 10^{-4} \text{ W}^{-1}$  bis  $0.4 \cdot 10^{-4} \text{ W}^{-1}$ . Diese im Vergleich zu Kaliumniobat oder Lithiumniobat (siehe Gleichung (4.2) und (4.1)) sehr kleine nichtlineare Kopplung erfordert eine starke resonante Überhöhung der Pumpwelle und geringe Verluste, um einen signifikanten Energieübertrag auf die vierte Harmonische zu erreichen [111].

Die Stabilisierung des Ringresonators auf die Frequenz des Pumpasers erfolgte mit Hilfe des elektrooptischen Seitenband-Verfahrens [59], wobei die für die erste Verdopplungsstufe aufgeprägte Phasenmodulation verwendet wurde. Da die Modulationsfrequenz außerhalb der Bandbreite des Ringresonators (etwa 3 MHz) liegt, wurde das Signal in diesem Fall in Reflexion detektiert (siehe Abbildung 4.13) und mit dem Signal des Lokaloszillators der ersten Verdopplungsstufe in ein Gleichspannungssignal heruntergemischt (siehe Abschnitt 2.4.2). Dieses Fehlersignal wurde über einen Rückkoppelkreis (PID-Regler) auf eine Piezo-Keramik als Stellglied zurückgeführt, auf der einer der Resonatorspiegel befestigt war.

### 4.3.3 Laserkenndaten

Als Pumpquelle wurde das in Abschnitt 4.1 vorgestellte Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich mit einer Ausgangsleistung von einem Watt bei 532 nm eingesetzt. Die Einkopplung in den Ringresonator erfolgte über zwei Linsen, ein Faraday-Isolator (30 dB) verhinderte die Rückkopplung der von der planen Kristallendfläche reflektierten Strahlung der zweiten Harmonischen in den hemilithischen Verdopplerresonator. Für die maximale Pumpleistung hinter dem Faraday-Isolator von 880 mW, wovon etwa 80 % in die transversale Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) des Ringresonators eingekoppelt werden konnten, wurde eine maximale Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb bei 266 nm von 110 mW erreicht. Das Strahlprofil zeigte dabei eine elliptische Form mit einem Verhältnis der Hauptachsen von etwa 2.5 zu 1. Als begrenzender Faktor für die Konversionseffizienz konnten die Resonatorverluste von etwa 1.5 % durch Absorption im BBO-Kristall und Streuung an den zur Verfügung stehenden Resonatorspiegeln identifiziert werden. Letztere sollten sich jedoch durch den Einsatz von Substraten aus synthetischem Quarz mit hoher Oberflächengüte deutlich verringern lassen.

## 4.4 Doppeltresonanter optisch-parametrischer Oszillator

Das aktive Lasermaterial Nd:YAG bietet zwar die Möglichkeit, verschiedene diskrete Wellenlängen zu erzeugen (z. B. 946 nm, 1064 nm, 1319 nm, siehe Abschnitt 3.1), eine Abstimmung der Emissionsfrequenz ist jedoch jeweils nur über 100 bis 150 GHz möglich [78]. Abstimmbare Einfrequenz-Strahlquellen mit wesentlich größerem Abstimmungsbereich lassen sich jedoch auf der Basis *optisch-parametrischer Oszillatoren* (OPO) realisieren. Dieser Prozeß stellt in gewisser Weise die Umkehrung der Summenfrequenzmischung dar (siehe Abschnitt 2.2), d. h. ein Photon mit hoher Energie erzeugt zwei Photonen niedrigerer Energie.

Optisch-parametrische Oszillatoren im Dauerstrich-Betrieb (engl. *continuous wave*) (cw) sind seit über 30 Jahren als Quellen abstimmbarer Strahlung bekannt [112], [113], [114]. Im Gegensatz zu gepulsten Systemen, welche seit Jahren kommerziell erhältlich sind, befinden sich diese kontinuierlich emittierende Systeme jedoch auf einer niedrigeren Entwicklungsstufe. Der Grund dafür liegt in der Natur der optisch-parametrischen Oszillation, die aus den Fluktuationen des Vakuums startet und folglich ein Schwellprozeß ist [115]. Für den kontinuierlichen Betrieb ist daher eine resonante Überhöhung der erzeugten Felder in einem Resonator erforderlich (siehe Abschnitt 4.4.1), was sehr hohe Ansprüche an die Amplituden- und insbesondere an die Frequenzstabilität des Pumplasers stellt [116]. Diese Anforderungen konnten von den zur Verfügung stehenden Gaslasern und lampengepumpten Festkörperlasern jedoch nicht erfüllt werden. Aus diesem Grund galten OPOs im kontinuierlichen Betrieb in den vergangenen Jahrzehnten als instabil, schwer abstimmbaar und damit unpraktikabel.

Ein sogenannter *doppeltresonanter optisch-parametrischer Oszillator* (DROPO) im kontinuierlichen Betrieb bietet somit eine ideale Möglichkeit, die hohe Amplituden- und Frequenzstabilität sowie die Frequenzabstimmung des in Abschnitt 4.1 vorgestellten Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich unter Beweis zu stellen.

### 4.4.1 Theoretische Grundlagen

Die optisch-parametrische Oszillation (OPO) stellt neben der Frequenzverdopplung (engl. *second harmonic generation*) (SHG) die wohl wichtigste Methode der nichtlinearen Frequenzkonversion dar [21]. Beide gehören zu den in Abschnitt 2.2 diskutierten optischen  $\chi^{(2)}$ -Prozessen und beschreiben daher die Interaktion von drei elektromagnetischen Feldern und einem Medium mit nichtverschwindender Suszeptibilität zweiter Ordnung (Drei-Wellen-Mischung). Wird ein solches optisch nichtlineares Medium mit einem intensiven Laserstrahl der Frequenz  $\omega_p$  gepumpt, so wird in diesem Kristall optisch-parametrische Verstärkung (engl. *optical parametric amplification*) (OPA) für zwei niedrigere Frequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  erzeugt, die über das Prinzip der Energieerhaltung mit der Pumpfrequenz  $\omega_p$  verknüpft sind:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (4.3)$$

Nach Konvention wird die Welle mit der höheren Frequenz  $\omega_s$  als *Signalwelle*, die Welle mit der niedrigeren Frequenz als  $\omega_i$  als *Idlerwelle* bezeichnet. Ohne einen Resonator sind diese Frequenzen in erster Linie durch die Phasenanpassungsbedingung (vgl. Abschnitt 2.2.2) bestimmt,

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = \frac{n_p \omega_p - n_s \omega_s - n_i \omega_i}{c} \quad (4.4)$$

die für einen signifikanten Energieübertrag von der Pumpwelle auf die erzeugten Signal- und Idlerwelle erforderlich ist. Hierbei beschreiben die  $n_p$ ,  $n_s$  und  $n_i$  die Brechungsindizes für Pump-, Signal-, und Idlerwelle und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Die parametrische Verstärkung (engl. *parametric gain*) ist maximal für  $\Delta k = 0$ , aber auch Signal- und Idlerfrequenzen mit  $|\Delta k| \leq \pi/L$  können noch brauchbare Verstärkung erfahren. Hierbei beschreibt  $L$  die Länge des nichtlinearen Mediums.

Betrachtet man die drei beteiligten Felder als ebene elektromagnetische Wellen (siehe Gleichung (2.15)), die sich in  $z$ -Richtung ausbreiten, so erhält man analog zu den Gleichungen (2.16) bis (2.18) aus Abschnitt 2.2.1 die folgenden gekoppelten Amplitudengleichungen:

$$\frac{\partial E_s(z)}{\partial z} = i \kappa_s E_i^*(z) E_p(z) \exp(i \Delta k z) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial E_i(z)}{\partial z} = i \kappa_i E_s^*(z) E_p(z) \exp(i \Delta k z) \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial E_p(z)}{\partial z} = i \kappa_p E_s(z) E_i(z) \exp(-i \Delta k z) \quad (4.7)$$

$$\text{mit } \kappa_j = \frac{\omega_j d_{eff}}{n_j c} \quad (4.8)$$

Diese Betrachtung stellt jedoch keine Einschränkung dar, denn der Einfluß der Fokussierung im Falle Gaußscher Strahlen kann durch die Phasenanpassungsfunktion  $f(\Delta k, z)$  aus Gleichung (2.45) berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.3.1). Vernachlässigt man den Abbau der Pumpwelle  $\omega_p$  (engl. *pump depletion*), so erhält man für die Änderung der Signal- und Idlerwelle durch Integration über die Länge des nichtlinearen Mediums  $L$  in erster Näherung:

$$\Delta E_s = E_s(L) - E_s(0) = i \kappa_s E_p E_i^* L \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (4.9)$$

$$\Delta E_i = E_i(L) - E_i(0) = i \kappa_i E_p E_s^* L \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (4.10)$$

$$\text{mit } \operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x} \quad (4.11)$$

Der Übergang von der parametrischen Verstärkung zur parametrischen Oszillation findet statt, wenn man das optisch nichtlineare Medium in einen Resonator plaziert und die Verluste pro Umlauf (in Amplitude und Phase) durch die parametrische Verstärkung  $\Delta E_j$  nach Gleichung (4.9) und (4.10) gerade ausgeglichen werden. Dies bezeichnet man als *Schwellbedingung* der optisch-parametrischen Oszillation [117].

Einfachresonante OPOs (engl. *singly resonant OPO*) (SROPO) erfordern nur eine resonante Überhöhung der Signal- oder Idlerwelle, d. h. die Resonatorspiegel müssen eine hochreflektierende (HR) Beschichtung für nur einen Wellenlängenbereich aufweisen. Dies erleichtert die breitbandige Abstimmung und den Betrieb weit ab vom Punkt der *Entartung* (engl. *degeneracy*) ( $\omega_s = \omega_i = \omega_p/2$ ), führt jedoch bei Verwendung üblicher nichtlinearer Kristalle zumeist auf Schwellpumpleistungen in der Größenordnung von 10 bis 50 Watt [118]. Diese Werte können beispielsweise innerhalb eines Laserresonators (engl. *intra-cavity*) realisiert werden [119]. Eine Reduzierung dieser Schwellen um eine Größenordnung konnte in den letzten Jahren allerdings durch den Einsatz von quasi-phasenangepaßten Kristallen erreicht werden [4], [120], [121], welche die Ausnutzung größerer optisch nichtlinearer Koeffizienten gestatten (siehe Abschnitt 2.2.2). Eine weitere Reduzierung der Schwelle unter ein Watt ist möglich durch zusätzliche resonante Überhöhung der Pumpwelle  $\omega_p$  [122], [123].

In doppeltresonanten OPOs (engl. *doubly resonant OPO*) (DROPO) werden sowohl die Signal- als auch die Idlerwelle resonant überhöht, was zu einer Reduktion der Schwellpumpleistung auf Werte um 10 mW führt [124], [125], [126]. Dies ermöglicht den Einsatz von diodengepumpten Einfrequenzlasern wie beispielsweise monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasern (siehe Kapitel 3) als Pumpquelle, deren extrem schmale Linienbreite aus Gründen der Energieerhaltung auch die Linienbreite der erzeugten Signal- und Idlerfrequenzen bestimmt. Diese hohe spektrale Reinheit prädestiniert derartige DROPOs für den Einsatz in der hochauflösenden Spektroskopie, als Frequenzteilerstufen [127], [128], oder für Untersuchungen in der fundamentalen Quantenoptik, da beide Felder eine starke Korrelation aufweisen [129]. Die maximale Ausgangsleistung dieser zumeist monolithischen DROPOs war jedoch bislang auf Werte um 100 mW begrenzt [130].

Nachteilig für die Abstimmung der Emissionsfrequenzen wirkt sich aus, daß der doppeltresonante OPO durch die Energieerhaltung nach Gleichung (4.3), die Phasenanpassung nach Gleichung (4.4) sowie die Resonanzbedingungen der Signal- und Idlerfrequenzen,

$$\omega_s^c = m_s \frac{\pi c}{L_s} = m_s \delta\omega_s, \quad \omega_i^c = m_i \frac{\pi c}{L_i} = m_i \delta\omega_i \quad (4.12)$$

welche gleichzeitig erfüllt sein müssen, überbestimmt ist [117], [131], [132]. Hierbei bezeichnet  $m_j$  die Modenzahl,  $L_j$  die optische Länge eines Resonatorumlaufs und  $\delta\omega_j$  den Modenabstand für die jeweilige Welle. Diese Werte sind im allgemeinen aufgrund von Dispersion oder Doppelbrechung für beide Wellen verschieden. Eine Frequenzabstimmung über die optische Resonatorlänge führt daher für gewöhnlich nach einigen 10 bis 100 MHz zu einem *Modensprung* [117]. Dieses Verhalten kann wie folgt verstanden werden:

Da die Energieerhaltung (siehe Gleichung (4.3)) nicht verletzt werden kann, können Abweichungen nur in den drei anderen Bedingungen auftreten. Die Signal- und Idlerfrequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  können beispielsweise aufgrund der endlichen Linienbreite der Resonanzfre-

quenzen der Kavität von den in Gleichung (4.12) angegebenen Werten differieren [117],

$$\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_s^c, \quad \Delta\omega_i = \omega_i - \omega_i^c, \quad (4.13)$$

ebenso kann die Phasenanpassung (siehe Gleichung (4.4)) von ihrem Optimalwert  $\Delta k = 0$  abweichen. Die geringste Schwelle haben somit jene Frequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  im Bereich der optimalen Phasenanpassung  $|\Delta k| \leq \pi/L$ , deren Gesamtabweichung von den Resonanzfrequenzen der Kavität  $\Delta\omega = \Delta\omega_s + \Delta\omega_i$  minimal ist. Dieses Verhalten ist in der nebenstehenden Abbildung 4.14 schematisch dargestellt.

Die Frequenzachse der Signalmoden verläuft von links nach rechts, die der Idlermoden entgegengesetzt. Somit erfüllt jede beliebige senkrechte Linie durch die beiden Spektren die Forderung nach Energieerhaltung (4.3). Der Überlapp zwischen den beiden Spektren bestimmt die Schwelle der optisch-parametrischen Oszillation (unterste Kurve). Ändert man nun die Resonatorlänge, so verschieben sich die beiden Spektren der

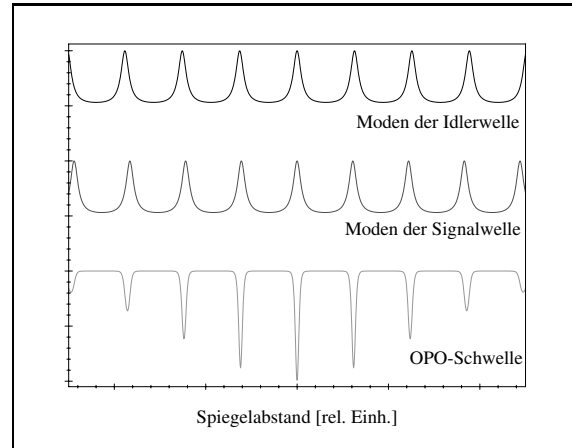


Abbildung 4.14: Überlapp der Signal- und Idlerresonanzfrequenzen eines DROPO

Signal- und Idlermoden gegeneinander, erhöhen die Differenz  $\Delta\omega$  und erzeugen ein neues Minimum für die Schwelle, welches unter bestimmten Umständen viele MHz von dem bisherigen entfernt liegt [132]. Dieses bestimmt nun die neuen Emissionsfrequenzen der Signal- und Idlerwelle. Eine mögliche Lösung dieses Problems besteht in der Verwendung von getrennten Resonatoren (engl. *dual-cavity*) für die Signal- und Idlerwelle [133]. Dieses Verfahren ist jedoch nur bei einer Phasenanpassung vom Typ II (siehe Abschnitt 2.2.2) anwendbar und erfordert polarisationsabhängige, resonatorinterne Komponenten mit sehr geringen Verlusten.

Weitere demonstrierte Konzepte sind der dreifachresonante OPO (engl. *triply resonant OPO*) (TROPO), welcher einen einfachresonanten Frequenzverdoppler und einen doppeltresonanten OPO in der Nähe der Entartung in einem Resonator vereint<sup>4</sup> [134], [135], [136], sowie der vierfachresonante OPO (engl. *quadruply resonant OPO*) (QROPO), welcher auch die zweite Harmonische resonant überhört und Schwellen bis zu 0.4 mW ermöglicht [137].

Eine kontinuierliche Abstimmung der Emissionsfrequenzen eines OPOs über mehr als ein GHz wurde bisher jedoch nur durch eine Frequenzabstimmung der Pumpquelle mit gleichzeitiger Anpassung der Resonatorlänge erreicht [138]. Dieses Verfahren wird im folgenden zur Frequenzabstimmung eines doppeltresonanten OPOs eingesetzt, welcher durch das in Abschnitt 4.1 vorgestellte Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich mit einer Ausgangsleistung von 1.2 Watt gepumpt wird und auf dessen Frequenz stabilisiert ist [139].

<sup>4</sup>Dieses Verhalten konnte auch mit dem in Abschnitt 4.1 vorgestellten Lasersystem demonstriert werden.



### 4.4.2 Experimenteller Aufbau

Die Realisierung des doppeltresonanten optisch-parametrischen Oszillators beruht auf dem in Abschnitt 4.1 vorgestellten Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich (siehe Abbildung 4.1) und einem nahezu identischen Aufbau mit hemilithischer Resonatorgeometrie für den OPO. Der gesamte Aufbau dieser weit abstimmbaren Einfrequenz-Strahlquelle im nahinfraroten Spektralbereich ist in der folgenden Abbildung 4.15 schematisch dargestellt:

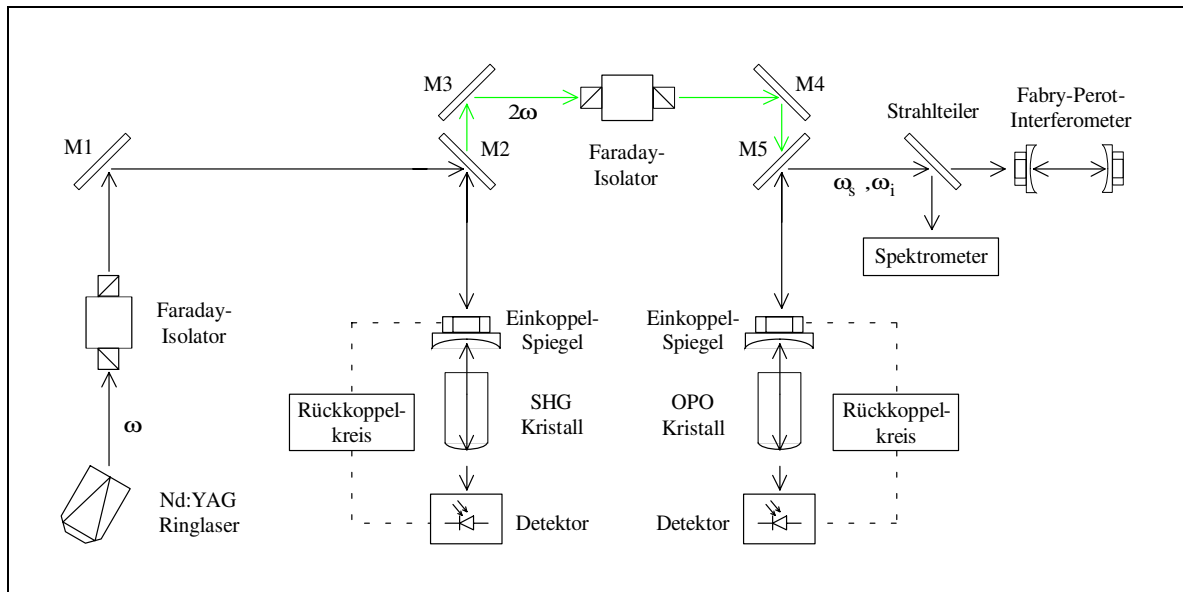


Abbildung 4.15: Schema des doppeltresonanten optisch-parametrischen Oszillators

Ein monolithischer Nd:YAG-Miniatur-Ringlaser ( $\omega$ ) mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb von 1.8 Watt bei 1064.2 nm (siehe Abschnitt 3.3) wird in einem einfachresonanten hemilithischen Resonator frequenzverdoppelt (siehe Abschnitt 4.1). Die Stabilisierung dieser externen Kavität auf die Frequenz des Pumplasers erfolgt mit Hilfe des in Abschnitt 2.4.2 erläuterten Seitenband-Verfahrens, wobei in diesem Fall das Fehler-signal durch direkte elektrooptische Modulation (12 MHz) des nichtkritisch phasenangepaßten MgO:LiNbO<sub>3</sub>-Kristalls (SHG-Kristall) (siehe Abschnitt 4.1.2) erzeugt wurde. Hinter dem dichroitischen Strahlteiler  $M2$  (siehe Abbildung 4.15) steht eine kontinuierliche Ausgangsleistung von 1.2 Watt im Einfrequenz-Betrieb bei der zweiten Harmonischen ( $2\omega$ ) mit beugungsbegrenzter Strahlqualität (TEM<sub>00</sub>) zur Verfügung (siehe hierzu Abschnitt 4.1.3).

Das hemilithische Resonatordesign für den OPO ist nahezu identisch zum Aufbau des einfachresonanten Frequenzverdopplers (siehe Abschnitt 4.1.2), der externe Resonatorspiegel auf der tubusförmigen Piezo-Keramik weist in diesem Fall jedoch eine Reflektivität von 96 % für 1064 nm und eine Transmission von 94 % für die zweite Harmonische bei 532 nm auf. Dieser Resonator wurde zuvor als einfachresonanter Frequenzverdoppler getestet und erreichte eine vergleichbare effektive Nichtlinearität  $\Gamma$  (siehe Gleichung (2.68)) wie der zur

Erzeugung der zweiten Harmonischen eingesetzt (siehe Abschnitt 4.1.3). Da die Rückseite des  $\text{MgO:LiNbO}_3$ -Kristalls hochreflektierend für die zweite Harmonische beschichtet ist (siehe Abbildung 2.11), kann der Hin- und Rücklauf der Pumpwelle bei 532 nm für den Aufbau parametrischer Verstärkung im OPO genutzt werden (engl. *double-pass*) [140].

Die Auswahl der Reflektivität des externen Resonatorspiegels erfolgte unter dem Gesichtspunkt einer hohen Konversionseffizienz und damit einer hohen Ausgangsleistung der Signal- und Idlerfelder, nicht unter dem Gesichtspunkt einer möglichst geringen Schwelle (siehe hierzu Abschnitt 4.4.3). Eine höhere Reflektivität der Resonatorspiegel würde sich zwar günstig auf die Schwelle auswirken, nicht notwendigerweise aber auf die Effizienz bei hohen Pumpleistungen. Aus der Theorie des doppeltresonanten OPO [21], [126] ist nämlich bekannt, daß die Konversionseffizienz vierfach oberhalb der Schwelle maximal wird, wenn alle anderen Parameter außer der Pumpleistung konstant gehalten werden.

Die Einkopplung der Pumpstrahlung der zweiten Harmonischen ( $2\omega$ ) in den OPO-Resonator erfolgt über zwei Umlenkspiegel  $M3$  und  $M4$  (siehe Abbildung 4.15), welche hochreflektierend für 532 nm beschichtet sind, ein Faraday-Isolator (30 dB) verhindert die Rückkopplung reflektierter Strahlung in den hemilithischen Verdopplerresonator. Die Modenanpassung (siehe Abschnitt 2.3.3) der Pumpstrahlung an die transversalen Grundmoden ( $\text{TEM}_{00}$ ) der Signal- und Idlerfelder ist jedoch relativ schwierig, zeitaufwendig und schwer quantifizierbar, da die Pumpwelle der zweiten Harmonischen nicht resonant überhöht wird und die Moden der Signal- und Idlerfelder somit erst bei hinreichend gutem Überlapp mit dem Pumpfeld und geeigneter Phasenanpassung erzeugt werden. Da die beiden hemilithischen Resonatoren für die Frequenzverdopplung und den doppeltresonanten OPO jedoch eine identische Geometrie aufweisen, kann dieses Problem gelöst werden, indem man den Strahlengang der zweiten Harmonischen ( $2\omega$ ), beginnend auf der konvexen Rückseite des Verdopplerkristalls und endend an der konvexen Rückseite des OPO-Kristalls *symmetrisch* um eine Strahltaille  $\omega_0$  aufbaut, welche in der Mitte zwischen den beiden Spiegeln  $M3$  und  $M4$  liegt (siehe Abbildung 4.15). Diese Symmetrie ist somit der entscheidende Faktor für eine gute transversale Modenanpassung und damit eine hohe Konversionseffizienz des doppeltresonanten OPOs.

Die Auswahl des Wellenlängenbereichs mit der größten parametrischen Verstärkung  $|\Delta k| \leq \pi/L$  (siehe Abschnitt 4.4.1) erfolgt über die Temperatur des nichtkritisch phasenangepaßten  $\text{MgO:LiNbO}_3$ -Kristalls. Bei etwa 110 °C erfolgt der Umkehrprozeß der Frequenzverdopplung, nämlich die Rückkonvertierung der Pumpwelle der zweiten Harmonischen ( $\omega_p := 2\omega$ ) in zwei Photonen der Fundamentalwelle ( $\omega_s = \omega_i = \omega$ ), welche in diesem Zusammenhang auch häufig als *Subharmonische* bezeichnet wird. Für höhere Temperaturen entfernen sich die Signal- und Idlerfrequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  von diesem Punkt der Entartung. Eine Variation der Phasenanpassungstemperatur bewirkt eine Verschiebung des Bereichs maximaler Verstärkung, eignet sich jedoch nicht direkt zur kontinuierlichen Frequenzabstimmung.

Wie in Abschnitt 4.4.1 bereits erläutert, kann eine kontinuierliche Abstimmung der erzeugten Signal- und Idlerfrequenzen eines doppeltresonanten OPOs nur über eine Abstimmung der Frequenz des Pumplasers mit gleichzeitiger Anpassung der optischen Resonatorlänge des OPOs erfolgen [138]. Im vorliegenden Fall bedeutet dies, daß sowohl der Resonator zur Frequenzverdopplung als auch der OPO-Resonator auf die Frequenz des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers stabilisiert werden müssen. Dies kann mit Hilfe des elektrooptischen Seitenband-Verfahrens (siehe Abschnitt 2.4.2) auf zwei Wegen realisiert werden:

Zum einen kann die Phasenmodulation der Fundamentalwelle ( $\omega$ ) ausgenutzt werden, welche zur Stabilisierung des Verdopplerresonators dient. Diese ist auch auf der erzeugten zweiten Harmonischen ( $2\omega$ ) präsent und wird im doppeltresonanten OPO auf die erzeugten Signal- und Idlerwellen übertragen. Dieses Signal wird phasenempfindlich in Transmission detektiert (siehe Abbildung 4.15) und mit dem Lokaloszillator der Verdopplungsstufe in ein Gleichspannungssignal heruntergemischt (siehe Abschnitt 2.4.2). Das resultierende disperse Fehlersignal kann dann über einen Rückkoppelkreis (PID-Regler) auf die Piezo-Keramik als Stellglied zurückgeführt werden, welche den externen Resonatorspiegel bewegt.

Alternativ kann dieses Fehlersignal durch elektrooptische Modulation des MgO:LiNbO<sub>3</sub>-Kristalls im hemilithischen OPO-Resonator analog zur Modulation des Verdopplerkristalls erzeugt werden (siehe Abschnitt 4.1.2), jedoch mit einer unterschiedlichen Modulationsfrequenz (10 MHz). Es wird somit ein zweiter Lokaloszillator für die Modulation und die Erzeugung des Gleichspannungssignals benötigt, die weitere Stabilisierung erfolgt analog über einen elektronischen Rückkoppelkreis. Beide Verfahren wurden experimentell verifiziert, die zweite Methode sorgte allerdings für eine bessere Stabilität und wurde daher im folgenden eingesetzt.

Beachtenswert ist die Tatsache, daß sowohl Signalwelle als auch Idlerwelle ein Fehlersignal erzeugen, zwischen denen der eingesetzte Detektor (InGaAs) nicht unterscheiden kann. Detektiert wird somit die Überlagerung der beiden Fehlersignale, welche der mittleren Abweichung der Signal- und Idlerfrequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  von den Resonanzfrequenzen der Kavität (siehe Gleichung (4.13)) entspricht. Stabilisiert man die Resonatorlänge nun auf den Nulldurchgang der Überlagerung dieser beiden Fehlersignale [126], so wird die Summe der Abweichungen  $\Delta\omega = \Delta\omega_s + \Delta\omega_i$  auf ihrem minimalen Wert gehalten, welcher über die Schwellbedingung gleichzeitig die Emissionsfrequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  bestimmt (siehe Abbildung 4.14). Im Falle einer Abstimmung der Pumplaserfrequenz  $\omega_p$  wird die Resonatorlänge automatisch so verändert, daß die minimale Schwelle dieser Abstimmung folgt und somit die Emissionsfrequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  kontinuierlich verschiebt. Aus diesem Grund wurde kein Versuch unternommen, die beiden Fehlersignale zu trennen. Der maximale kontinuierliche Abstimmungsbereich der Signal- und Idlerfelder dieses doppeltresonanten OPOs ist somit nur durch den modensprungfreien Abstimmungsbereich des Nd:YAG Miniatur-Ringlasers begrenzt.

### 4.4.3 Leistungskennndaten

Die kombinierte Ausgangsleistung der Signal- und Idlerwelle im Einfrequenz-Betrieb als Funktion der Pumpleistung der zweiten Harmonischen hinter dem zweiten Faraday-Isolator ist in der folgenden Abbildung 4.16 dargestellt. In diesem Kontext bezeichnet Einfrequenz-Betrieb die Oszillation *eines* longitudinalen Signal- und Idler-Modenpaars, also die Erzeugung *zweier* optischer Frequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$ . Die Trennung zwischen dem Pumplicht der zweiten Harmonischen und der erzeugten Infrarotstrahlung der Signal- und Idlerfelder erfolgt mit Hilfe des dichroitischen Strahlteilers *M5* (siehe Abbildung 4.15). Für die maximal zur Verfügung stehende Pumpleistung der zweiten Harmonischen wird eine kombinierte Signal- und Idler-Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb von nahezu 0.4 Watt erzeugt. Dieses

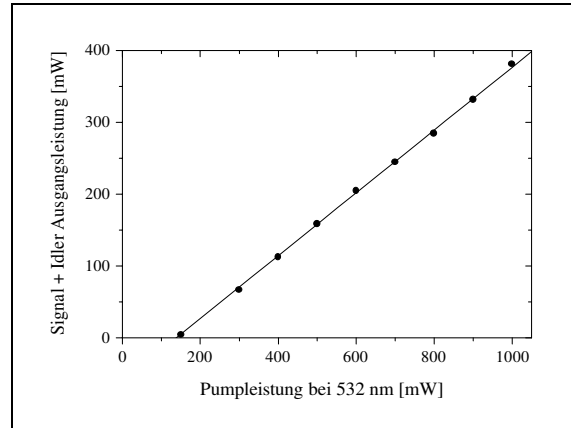


Abbildung 4.16: Kombinierte Signal- und Idler-Ausgangsleistung des DROPO

stellt den höchsten bisher veröffentlichten Wert für einen doppeltresonanten OPO im Dauerstrich-Betrieb dar. Die Schwellpumpleistung liegt bei etwa 150 mW, der differentielle Wirkungsgrad (engl. *slope efficiency*) bezogen auf die Pumpleistung bei 532 nm beträgt 44 %. Bis zur maximalen Pumpleistung der zweiten Harmonischen von einem Watt sind keine Anzeichen für photorefraktive oder thermische Effekte im Kristall zu erkennen. Eine weitere Methode zur Charakterisierung der Effizienz eines optisch-parametrischen Oszillators, welche unabhängig von der hier schwer zu quantifizierenden transversalen Modenanpassung ist, besteht in der Untersuchung des Abbaus der Pumpleistung. Dies ist in der nebenstehenden Abbildung 4.17 ebenfalls als Funktion der Pumpleistung bei 532 nm dargestellt. Hierbei wurde das am Ausgangspolarisator des Faraday-Isolators ausgekoppelte Licht gemessen. Der relative Abbau der Pumpstrahlung erreicht bei maximaler Pumpleistung der zweiten Harmonischen bei

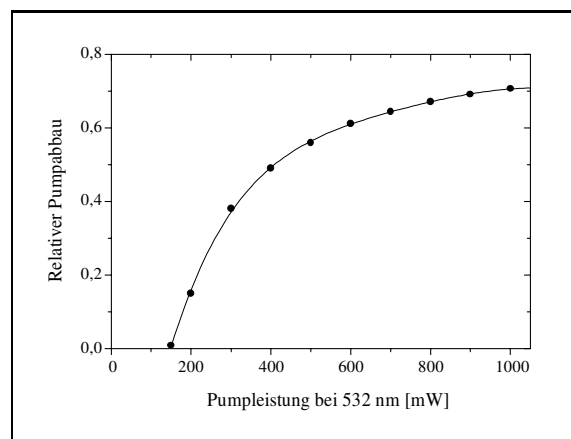


Abbildung 4.17: Relativer Abbau der Pumpleistung der zweiten Harmonischen

532 nm Werte oberhalb von 70 % und demonstriert somit eindrucksvoll die hohe interne Konversionseffizienz dieses doppeltresonanten OPOs im Einfrequenz-Betrieb.

Einen theoretischen Wert für die minimale Schwellpumpleistung (engl. *threshold power*) eines doppeltresonanten OPOs erhält man aus der folgenden Beziehung [126]:

$$P_{th} = \frac{(T_j^o + T_j^s)^2}{4 \Gamma_{SHG}} \quad (4.14)$$

Hierbei bezeichnet  $T_j^s$  die Transmission des Einkoppelspiegels,  $T_j^o$  die übrigen linearen Verluste im Resonator für die Welle  $\omega_j$  (vgl. Abschnitt 2.3.1) und  $\Gamma_{SHG}$  die effektive Nichtlinearität für die Erzeugung der zweiten Harmonischen (siehe Gleichung (2.68)). Da doppeltresonante OPOs meist in der Nähe der Entartung betrieben werden, können hierbei für die Transmission und die Verluste die für Signal- und Idlerwelle gemittelten Werte eingesetzt werden.

Unter Verwendung der aus dem Betrieb dieses hemilithischen Resonators als Frequenzverdopplers erhaltenen Werte, ergibt sich nach Gleichung (4.14) für den Fall optimaler Modenanpassung und verschwindender Abweichung von den Resonanzfrequenzen der Kavität eine minimale Oszillationsschwelle von etwa 110 mW. Der geringfügige Unterschied zwischen dem theoretischen und experimentellen Wert läßt sich wie oben erläutert durch Abweichungen von der idealen transversalen Modenanpassung begründen, die schwer zu quantifizieren sind. Aus demselben Grund wurde auch darauf verzichtet, die Konversionseffizienz des OPOs bezogen auf die modenangepaßte Pumpleistung zu berechnen.

#### 4.4.4 Abstimmverhalten

Der Bereich maximaler parametrischer Verstärkung des hier vorgestellten doppeltresonanten OPOs läßt sich über die Temperatur des nichtkritisch phasenangepaßten MgO:LiNbO<sub>3</sub>-Kristalls einstellen. In der folgenden Abbildung 4.18 ist der realisierte Wellenlängenbereich für die Signal- und Idlerwelle als Funktion der Phasenanpassungstemperatur dargestellt. Jeder Kreis symbolisiert dabei stabilisierten Einfrequenz-Betrieb, wobei die Wellenlängen der Signal- und Idlerwellen mit Hilfe eines Spektrometers mit einer Auflösung von 0.2 nm bestimmt wurden (siehe Abbildung 4.15). Die durchgezogene Linie beschreibt die optimale Phasenanpassung  $\Delta k = 0$ , welche mit Hilfe der veröffentlichten Sellmeier-Gleichungen für 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub> [117] berechnet wurde. Stabilisierter Betrieb auf einem longitudinalen Modenpaar konnte von 1007 bis 1128 nm erreicht werden, wobei dieser Bereich ledig-

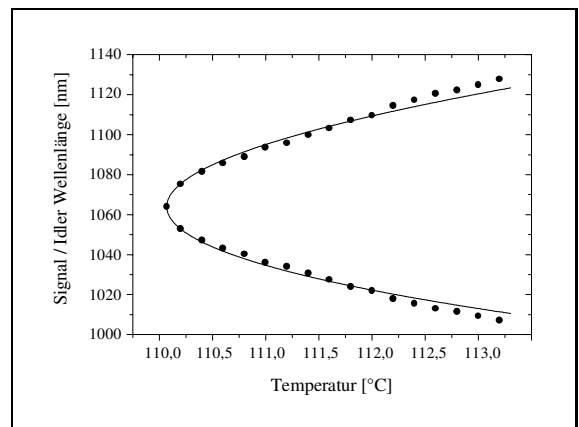


Abbildung 4.18: Abstimmbereich des OPO über die Phasenanpassungstemperatur

lich durch die Bandbreite der dielektrischen Beschichtungen auf dem OPO-Kristall und dem externen Spiegel begrenzt wird. Verändert man die Länge des hemilithischen OPO-Resonators linear durch Anlegen einer Rampenspannung, so kann optisch-parametrische Oszillation von 980 bis 1164 nm detektiert werden. In einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung wird über einen nahezu identischen doppeltresonanten OPO aus 7%MgO:LiNbO<sub>3</sub> berichtet, der in diesem *transienten* Betrieb ohne Frequenzstabilisierung von 788 bis 1640 nm über die Phasenanpassungstemperatur abgestimmt werden kann [141]. Erreicht wird dies durch extrem breitbandige (900 nm), hochreflektierende dielektrische Beschichtungen, die aus etwa 200 mit einem Elektronenstrahlverfahren aufgetragenen Ta<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- bzw. SiO<sub>2</sub>-Einzelschichten bestehen.

Der Einfrequenz-Betrieb des doppeltresonanten OPOs auf einem longitudinalen Modenpaar wurde mit Hilfe eines konfokalen Fabry-Perot-Interferometers [34], [35] mit einem freien Spektralbereich (FSB) von 2 GHz kontrolliert (siehe Abbildung 4.15). Da der hemilithische OPO-Resonator in der Nähe der Entartung einen Modenabstand von etwa 3.8 GHz aufweist, sind eventuell auftretende Modensprünge leicht zu detektieren. Die folgende Abbildung 4.19 zeigt exemplarisch den Betrieb auf einem longitudinalen Modenpaar für eine Signalwellenlänge von 1020 nm und die entsprechende

Idlerwellenlänge von 1112 nm. Die unterschiedliche Höhe der Resonanzen ist dabei nur durch Wellenlängenabhängigkeit des Interferometers begründet. Aufgrund der intrinsischen Frequenz- und Amplitudenstabilität des als Pumpquelle eingesetzten monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers (siehe Abschnitt 3.5) und der Frequenzstabilisierung der beiden externen Resonatoren auf dessen Emissionsfrequenz durch das elektrooptische Seitenband-Verfahren (siehe Abschnitt 2.4.2) konnte stabiler Einfrequenz-

Betrieb ohne Modensprünge über mehrere Stunden [142] erstmalig bei hoher Ausgangsleistung erreicht werden [143]. Die Standardabweichung der Ausgangsleistung betrug hierbei etwa 1 % für Meßintervalle von einer Stunde. Die erzeugten Signal- und Idlerfrequenzen konnten im abgedeckten Wellenlängenbereich (siehe Abbildung 4.18) jeweils über 8 GHz ohne Modensprung durch Kontrolle der Laserfrequenz abgestimmt werden, begrenzt nur durch die Modensprünge des Pumplasers. Die maximale Modulation der Ausgangsleistung des doppeltresonanten OPOs für eine Abstimmung der Frequenz des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers über die Temperatur des Laserkristalls mit einer Rate von 3 GHz/s beträgt 4 % über den gesamten Abstimmbereich, womit die hohe Stabilität der hier vorgestellten Einfrequenz-Strahlquellen sowie ihre praktische Anwendbarkeit demonstriert wird.

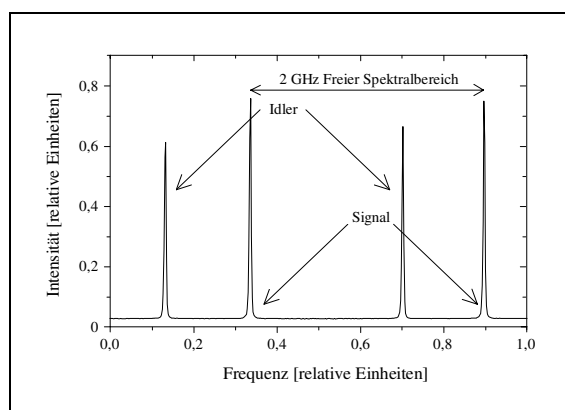


Abbildung 4.19: Frequenzspektrum des OPO in einem Fabry-Perot-Interferometer

## 5 Gepulste Nd:YAG Miniatur-Ringlaser

Seit der Entwicklung der ersten Laser [81] ist man bestrebt, möglichst hohe Ausgangsleistungen nicht nur im kontinuierlichen Betrieb, sondern im Hinblick auf zahlreiche Anwendungen auch im gepulsten Betrieb mit sehr hohen Spitzenintensitäten zu erzeugen. Dies betrifft insbesondere den Einsatz von Lasern in der nichtlinearen Optik, der lasergestützten Meßtechnik, zur Induzierung von chemischen Reaktionen, zur Spektroskopie und Diagnostik sowie zur Oberflächenbearbeitung der verschiedensten Materialien. Die Realisierung eines gepulsten Laserbetriebs kann dabei durch Modulation der Pumpquelle (engl. *gain switching*), durch Synchronisation (*Kopplung*) zahlreicher longitudinaler Moden (engl. *mode locking*) im Resonator sowie durch Modulation der Resonatorgüte  $Q$  (engl. *Q-switching*) erfolgen.

Die dritte Variante, welche auch als *Güteschaltung* bezeichnet wird, eignet sich besonders für kontinuierlich angeregte Festkörperlaser [2], [24] und ermöglicht Pulsspitzenleistungen, die bis zu sechs Größenordnungen über den im Dauerstrich-Betrieb erzielten Werten liegen können. Die zugrundeliegende Idee dieser Methode ist die folgende: Das laseraktive Material wird kontinuierlich oder durch einen langen Pumpimpuls optisch angeregt, bis sich die maximal mögliche Besetzungsinversion eingestellt hat, indem man die Strahlungsrückkopplung im Resonator durch einen optischen Schalter (s. u.) verhindert. Die maximal speicherbare Energiemenge wird dabei in einem Vier-Niveau-Laser durch die Prozesse der *spontanen Emission* und der *verstärkten spontanen Emission* (engl. *amplified spontaneous emission*) (ASE) begrenzt. Öffnet man nun schlagartig den Güteschalter, so werden die Resonatorverluste stark vermindert und der Laser befindet sich weit über der Laserschwelle. Aus dem Rauschen kann sich nun ein intensiver Laserpuls aufbauen, welcher im Idealfall unendlich schneller Schalteröffnung die gesamte gespeicherte Energie abbaut. Die Länge des Pulses entspricht unter dieser Voraussetzung der Lebensdauer eines Photons im Resonator [15].

In der Praxis ist die erreichbare minimale Pulslänge durch die Schaltzeitkonstante des verwendeten Güteschalters begrenzt. Schnelle *aktive Schalter* lassen sich auf der Basis des elektrooptischen und des akustooptischen Effekts in verschiedenen Geometrien realisieren [24], [144]. Die Ansteuerung erfolgt hierbei gewöhnlich über eine elektrische Hochspannung (5 - 10 kV), welche durch moderne Halbleiterschalter (*Thyristoren*) mit Anstiegszeiten von 1 bis 10 Nanosekunden geschaltet werden kann. Die resultierenden optischen Schaltzeiten liegen zwischen 10 und 100 Nanosekunden bei Repetitionsraten bis zu 100 kHz.

Eine elegante Alternative hierzu, welche ohne elektronische Ansteuerung und Hochspannung auskommt und zudem optische Schaltzeiten unter einer Nanosekunde ermöglicht, bilden *passive Schalter* auf der Basis sogenannter *sättigbarer Absorption* in Lösungen oder Festkörpern [24]. In diesen Schaltelementen wird der Schaltzeitpunkt nicht von außen vorgegeben, sondern durch die Strahlungsintensität im Resonator selbst bestimmt. Insbesondere sättigbare Absorber in Form von dotierten Kristallen oder Gläsern eignen sich hervorragend für die Kombination mit diodengepumpten Festkörperlaser [2] und ermöglichen so die Realisierung von kompakten Strahlquellen mit hoher Pulsspitzenleistung und Effizienz. Im folgenden soll nun das Funktionsprinzip geeigneter sättigbarer Absorber für den nahinfraroten Spektralbereich sowie die Realisierung gütegeschalteter Einfrequenz-Strahlquellen hoher Leistung auf der Basis von Nd:YAG Miniatur-Ringlasern vorgestellt werden.

## 5.1 Güteschaltung mittels sättigbarer Absorber

Die Funktionsweise eines sättigbaren Absorbers im Laserresonator läßt sich vereinfacht als homogen verbreitertes Zwei-Niveau-System beschreiben [14], dessen Energieniveaudifferenz gerade der Energie des Laserübergangs entspricht. Ein solches System weist einen von der Intensität  $I$  abhängigen Absorptionskoeffizienten der folgenden Form auf,

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (5.1)$$

wobei  $\alpha_0 = \alpha(I \simeq 0)$  die Anfangsabsorption und  $I_s$  die Sättigungsintensität beschreiben. Unter den oben genannten Bedingungen ergibt sich letztere zu:

$$I_s = \frac{\hbar \omega}{2 \sigma(\omega) \tau} \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet  $\omega$  die (Kreis-)Frequenz des Laserübergangs,  $\sigma(\omega)$  den Absorptionsquerschnitt des Übergangs und  $\tau$  die Lebensdauer des oberen Absorberniveaus. Anfänglich sind daher die Resonatorverluste durch Absorption sehr groß. Mit zunehmender Strahlungsintensität  $I$  im Resonator nimmt jedoch die Grundzustandsbesetzung des Absorbers und damit die Besetzungsdifferenz ab, wodurch der Absorptionskoeffizient reduziert wird (siehe Gleichung (5.1)). Für ( $I = I_s$ ) ist die Absorption auf die Hälfte gesunken, für sehr hohe Intensitäten ( $I \gg I_s$ ) wird die Besetzungsdifferenz annähernd gleich null und die Absorption minimal. Ein sättigbarer Absorber erreicht in diesem *ausgebleichten* Zustand seine maximale Transmission, d. h. der Güteschalter ist geöffnet und es kann sich ein Laserpuls ausbilden. Anschließend kehrt der Absorber in seinen Ausgangszustand zurück. Die Repetitionsraten bei dieser Art der Güteschaltung sind durch die Eigenschaften des sättigbaren Absorbers (Absorptionsquerschnitt, Lebensdauern, Sättigungsintensität) sowie die Pumpleistung bestimmt [145]. Höhere Pumpleistungen bewirken dabei in der Regel höhere Repetitionsraten.



Eine vollständige mathematische Beschreibung der Dynamik der passiven Güteschaltung läßt sich erreichen, indem man die bekannten *Ratengleichungen* für die Photonendichte im Resonator  $n(t)$  und die Besetzungsdifferenz im Lasermedium  $N_g(t)$  [34], [35] um eine dritte Gleichung für die Besetzungsdifferenz im sättigbaren Absorber  $N_a(t)$  erweitert [146], [147]:

$$\frac{dn(t)}{dt} = n(t) (K_g N_g(t) - K_a N_a(t) - \beta K_a (N_a(0) - N_a(t)) - \gamma_c) \quad (5.3)$$

$$\frac{dN_g(t)}{dt} = r - \gamma_g N_g(t) - K_g N_g(t) n(t) \quad (5.4)$$

$$\frac{dN_a(t)}{dt} = \gamma_a (N_a(0) - N_a(t)) - K_a N_a(t) n(t) \quad (5.5)$$

$$K_g = \frac{2\sigma_g}{\tau_r A_g}, \quad K_a = \frac{2\sigma_{GSA}}{\tau_r A_a}, \quad \gamma_c = -\frac{\ln(R)}{\tau_r}, \quad \beta = \frac{\sigma_{GSA}}{\sigma_{ESA}} = \frac{\ln(T_0)}{\ln(T_m)} \quad (5.6)$$

Hierbei bezeichnet  $r$  die Pumprate,  $\gamma_g$  die Zerfallsrate des oberen Laserniveaus,  $\gamma_a$  die Zerfallsrate des oberen Absorberniveaus,  $\gamma_c$  die Zerfallsrate des Resonators,  $\tau_r$  die Umlaufzeit im Resonator,  $A_j$  den Strahlquerschnitt im Lasermedium bzw. Absorber,  $\sigma_g$  den Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission,  $\sigma_{GSA}$  den Wirkungsquerschnitt der Grundzustandsabsorption (engl. *ground state absorption*) (GSA) und  $\beta$  den Quotienten aus diesem und dem Wirkungsquerschnitt der Absorption aus dem angeregten Zustand (engl. *excited state absorption*) (ESA) des Absorbers. Dieser Quotient ist durch Messung der minimalen und maximalen Transmission ( $T_0$  bzw.  $T_m$ ) des sättigbaren Absorbers experimentell zugänglich.

Das System gekoppelter nichtlinearer Differentialgleichungen (5.3) bis (5.5) besitzt keine analytische Lösung, eine numerische Lösung der Dynamik der drei Laserparameter kann jedoch beispielsweise mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens [51] berechnet werden. Hierbei kann insbesondere der Einfluß der Starttransmission  $T_0$  auf die Pulsform untersucht werden. In der nebenstehenden Abbildung 5.1 ist die zeitliche Entwicklung der drei interessierenden Größen  $n(t)$ ,  $N_g(t)$  und  $N_a(t)$  während der Emission des Pulses für eine hohe Starttransmission des sättigbaren Absorbers dargestellt. Qualitativ zeigt sich folgendes Verhalten: Nachdem die Besetzungsinversion im Lasermedium  $N_g(t)$  ihren maximalen Wert erreicht hat, steigt die Photonendichte  $n(t)$  zuerst nur sehr langsam an.

Dies hat jedoch eine Verringerung der Besetzungsdifferenz im Absorber  $N_a(t)$  zur Folge, die wiederum zu einem schlagartigen Anstieg der Photonendichte  $n(t)$  um mehrere Größenordnungen und damit zum Abbau der Besetzungsinversion im Lasermedium  $N_g(t)$  führt.

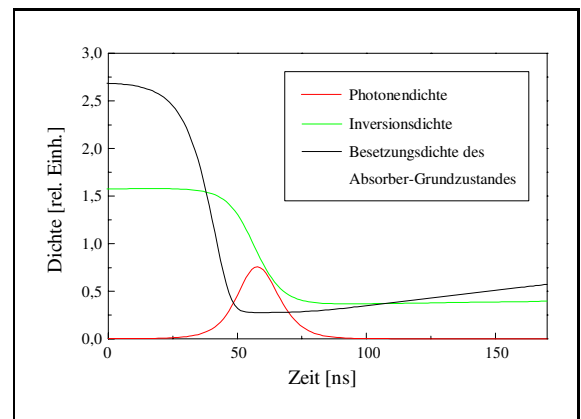


Abbildung 5.1: Berechnete Laserparameter für eine hohe Starttransmission (85 %)

In der folgenden Abbildung 5.2 ist die Berechnung der zeitlichen Entwicklung der drei Laserparameter  $n(t)$ ,  $N_g(t)$  und  $N_a(t)$  für eine geringere Starttransmission  $T_0$  dargestellt, wobei jedoch alle übrigen Parameter und die vertikale Skalierung beibehalten wurden. Es zeigt sich qualitativ derselbe Verlauf. Aufgrund der geringeren Starttransmission ist jedoch die Laserschwelle höher und es kann eine höhere Besetzungsinversion  $N_g(t)$  aufgebaut werden. Diese entspricht einer höheren Verstärkung und bewirkt einen steileren Anstieg der Photonendichte  $n(t)$  und ein schnelleres Ausbleichen der Besetzungsdifferenz des Absorbers  $N_a(t)$ . Der resultierende Puls ist somit wesentlich kürzer und höher als im Fall der hohen Starttransmission (vgl. Abbildung 5.1). Gleiches gilt für die Pulsenergie, welche direkt abhängig von

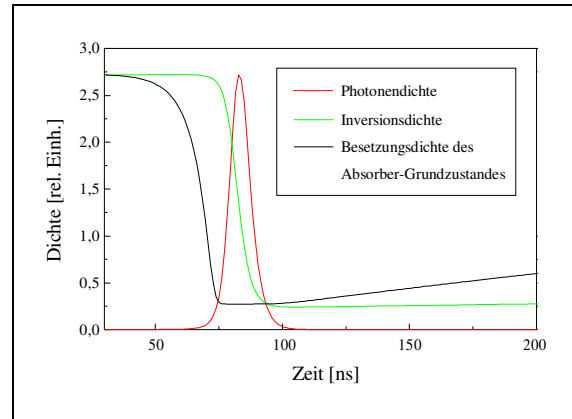


Abbildung 5.2: Berechnete Laserparameter für eine geringe Starttransmission (71 %)

der im Lasermedium aufgebauten Verstärkung ist. Aufgrund der höheren Laserschwelle vergeht jedoch eine längere Zeitspanne bis zur Emission eines Pulses, wodurch die Repetitionsrate und damit die mittlere Ausgangsleistung geringer sind als im Fall der hohen Starttransmission.

### 5.1.1 Geeignete sättigbare Absorber für 1064 nm

Die ersten sättigbaren Absorber zur passiven Güteschaltung von Nd:YAG-Lasern bei 1064 nm wurden schon vor etwa zwanzig Jahren in Form von Farbstoffzellen<sup>1</sup> oder mit Farbstoff imprägnierten Gel-Filmen realisiert [24]. Diese Substanzen weisen jedoch eine schlechte Wärmeleitung auf und zersetzen sich relativ schnell durch *Photodissoziation*, was einem praktischen Einsatz entgegenstand. Die ersten Festkörpermateriale, welche als sättigbarer Absorber für diesen Wellenlängenbereich eingesetzt wurden, waren *Farbzentrenkristalle* wie  $\text{LiF:F}_2^-$ , welche deutlich bessere thermische und mechanische Eigenschaften aufweisen [148]. Hinzugekommen sind in den letzten Jahren Granat-Kristalle wie YAG oder YSGG, welche mit  $\text{Cr}^{4+}$ -Ionen dotiert sind [149], [150], [151]. Diese wirken ebenfalls als Farbzentren mit einem relativ breiten Absorptionsband im nahinfraroten Spektralbereich. Im Vergleich zu  $\text{LiF:F}_2^-$  zeichnen sich diese Kristalle jedoch durch größere Absorptionsquerschnitte bei 1064 nm, geringere Sättigungsintensitäten sowie relativ kurze Lebensdauern der hoch angeregten Zustände aus.  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG Kristalle sind daher die zur Zeit am häufigsten eingesetzten sättigbaren Absorber für Nd:YAG Laser bei 1064 nm [152]. Weniger verbreitet ist dagegen die passive Güteschaltung mit Hilfe von Halbleiter-Materialien wie GaAs [153], [154], [155].

<sup>1</sup>z. B. Eastman Kodak 19152 / 14015

### 5.1.2 Charakterisierung verschiedener $\text{Cr}^{4+}$ :YAG-Absorber

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten sättigbaren Absorber bestehen aus YAG-Kristallen, die unterschiedlich hoch mit  $\text{Cr}^{4+}$ -Ionen dotiert sind<sup>2</sup>. Die für die Pulsparameter entscheidende Starttransmission  $T_0$  (siehe Abschnitt 5.1) kann somit über den Dotierungsgrad und die Dicke der Kristalle variiert werden.  $\text{Cr}^{4+}$ -Ionen weisen im Gegensatz zu  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen keine abgeschlossene äußere Elektronenschale (*Edelgaskonfiguration*) auf, so daß die Wechselwirkung mit dem Kristallfeld und damit die Aufspaltung der Energieniveaus wesentlich stärker ausfällt. Dies hat eine breitbandige Absorption von etwa 900 bis 1200 nm zur Folge [150]. Die für die Funktion als sättigbarer Absorber interessierenden Energieniveaus sind in der nebenstehenden Abbildung 5.3 vereinfacht dargestellt. Die Absorption der Laserstrahlung um 1  $\mu\text{m}$  erfolgt vom Grundzustand (1) in das sehr kurzlebige ( $\tau \simeq 0.1 \text{ ns}$ ) Niveau (3). Von dort relaxieren die Elektronen über *Phononenwechselwirkung* in das sehr langlebige ( $\tau \simeq 3.5 \mu\text{s}$ ) Niveau (2). Dieses eröffnet die Möglichkeit zum Aufbau einer Besetzungsinversion und damit zum Ausbleichen des Absorbers (siehe Abschnitt 5.1). Die maximale Transmission  $T_m$  und damit die Effizienz des Absorbers ist jedoch limitiert durch die Absorption der Laserstrahlung vom Niveau (2) in das Niveau (5), von wo die Elektronen ebenfalls durch Phononenwechselwirkung zurückrelaxieren (siehe Abbildung 5.3). Das Ausbleichverhalten verschiedener  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG sättigbarer Absorber, die mit einer Antireflex-Vergütung (AR) versehen waren, wurde experimentell bestimmt und ist in der nebenstehenden Abbildung 5.4 als Funktion der Strahlungsintensität bei 1064 nm dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Einfluß der Absorption aus dem angeregten Niveau (2) (ESA), welche die maximale Transmission der Absorber  $T_m$  auf Werte zwischen 94 % und 98 % begrenzt.

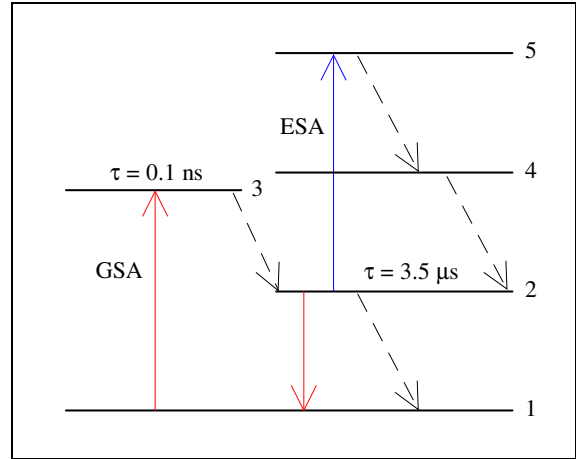


Abbildung 5.3: Vereinfachtes Energieschema des  $\text{Cr}^{4+}$ -Ions im Wirtskristall YAG

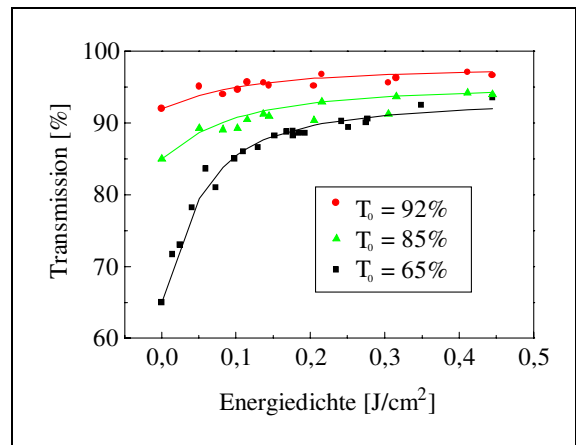


Abbildung 5.4: Transmissionsverhalten verschiedener  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG-Absorber

<sup>2</sup>General Physics Institute, Moskau

## 5.2 Gütegeschaltete Strahlquellen im Einfrequenz-Betrieb

Zahlreiche Anwendungen gütegeschalteter Laser, sowohl im Bereich der lasergestützten Meßtechnik als auch der Oberflächenbearbeitung, erfordern den Einsatz von Strahlquellen im Einfrequenz-Betrieb. Diese zeichnen sich durch eine wesentlich höhere Puls-zu-Puls-Stabilität sowie durch die Eliminierung der hochfrequenten Intensitätsmodulation im Megahertz-Bereich aus, welche bei gütegeschalteten Mehrfrequenz-Lasersystemen zu beobachten ist [41]. Ursache hierfür ist die interferenzartige Überlagerung verschiedener longitudinaler Moden, die zu Modulationsfrequenzen führen, welche ganzzahligen Vielfachen des Modenabstands  $\Delta\nu = c/L$  entsprechen. Hierbei bezeichnet  $L$  die optische Länge eines Resonatorumlaufs.

Die wohl kompakteste Realisierung passiv gütegeschalteter Festkörperlaser im Einfrequenz-Betrieb bilden *Mikrochip*-Laser (siehe Abschnitt 2.1), welche nur aus einem dünnen Laserkristall und einem sättigbaren Absorberkristall wie  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG bestehen, die optisch kontaktiert und mit den entsprechenden Beschichtungen versehen sind [156]. Die kurze Resonatorlänge ermöglicht hierbei Pulslängen von weniger als einer Nanosekunde mit Pulsspitzenleistungen im Kilowatt-Bereich, die mittleren Ausgangsleistungen im Einfrequenz-Betrieb liegen jedoch unterhalb von 100 mW [157]. Gleiches gilt für den Einsatz von Laserkristallen, die neben der Dotierung mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen mit  $\text{Cr}^{4+}$  *kodotiert* sind (z.B.  $\text{Cr,Nd:YAG}$ ) [158]. Hier trägt neben der unerwünschten Wechselwirkung der verschiedenen Ionen über das Kristallfeld der unterschiedliche Ionenradius zu kristallinternen Spannungen bei, welche die maximal zur Verfügung stehende Besetzungsinversion und damit die maximal realisierbare Ausgangsleistung begrenzen.

Die erste passive Güteschaltung monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser, welche deutlich höhere Ausgangsleistungen im Einfrequenz-Betrieb ermöglichen (siehe Kapitel 3), wurde mit Hilfe sogenannter *antiresonanter Fabry-Perot sättigbarer Absorber* (A-FPSA) auf Halbleiterbasis demonstriert [159]. Gepumpt mit einem Titan-Saphir-Laser im Dauerstrich-Betrieb konnte eine mittlere Ausgangsleistung bei 1064 nm von über 500 mW mit einer hohen Repetitionsrate im Megahertz-Bereich erzielt werden. Aufgrund der Pulslängen von etwa 100 ns lagen die erreichten Pulsspitzenleistungen allerdings unterhalb von 10 Watt. Diese Werte lassen sich jedoch durch die Kombination von diodengepumpten Nd:YAG Miniatur-Ringlasern mit  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG sättigbaren Absorbern deutlich übertreffen.

Im folgenden Abschnitt 5.2.1 sollen nun kurz der Aufbau und die charakteristischen Eigenschaften der von I. Freitag am Laser Zentrum Hannover e.V. entwickelten, mit  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG sättigbaren Absorbern passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser bei 1064 nm [13] zusammengefaßt werden, welche die Basis für die in den darauffolgenden Abschnitten 5.3 und 5.4 vorgestellten frequenzkonvertierten Einfrequenz-Lasersysteme im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich bilden.

### 5.2.1 Aufbau und Laserkenndaten

Das Design der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten passiv gütegeschalteten Einfrequenz-Laser beruht auf dem in Abschnitt 3.2 vorgestellten monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser. Dieser wurde in zwei Teile geschnitten (*Auskoppler* und *Reflektor*), zwischen die ein sättigbarer Absorber aus  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  plaziert wurde. Die folgende Abbildung 5.5 zeigt die Geometrie des resultierenden Kristall-Ensembles [13]. Die optischen Grenzflächen der

drei Kristalle sind plan poliert und wie im Fall des quasi-monolithischen Designs für den Betrieb bei 946 nm (siehe Abschnitt 3.4.1) jeweils mit einer Antireflex-Beschichtung für die Laserwellenlänge vergütet. Dies ermöglicht eine einfache Variation der Pulsparameter über einen weiten Bereich durch Verwendung verschiedener  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ -Kristalle mit unterschiedlicher Starttransmission  $T_0$  (siehe Abschnitt 5.1) und den Einsatz von Auskoppeln mit unterschiedlicher Reflektivität für die Laserwellenlänge (siehe Abschnitt 3.3.1). Eine dauerhafte Verbindung der drei Kristalle

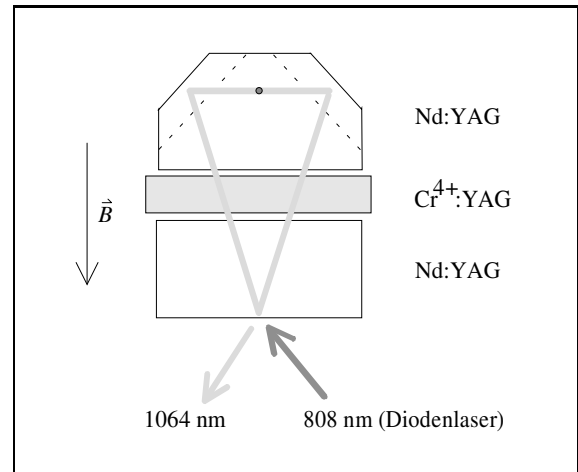


Abbildung 5.5: Design eines passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlasers

ist jedoch beispielsweise durch eine optische Kontaktierung möglich [72], [73]. Für die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Lasersysteme wurden die oben beschriebenen quasi-monolithischen Kristall-Ensembles durch Diodenlaser mit einer maximalen Pumpleistung von 4.5 Watt bei 808 nm in derselben Anordnung wie die in Kapitel 3 beschriebenen mono-

lithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser im Dauerstrich-Betrieb angeregt. Die nebenstehende Abbildung 5.6 zeigt die resultierenden Pulse für zwei sättigbare Absorber mit unterschiedlicher Starttransmission  $T_0$ , aufgenommen mit einer schnellen Photodiode (*Tektronix, Optical converter SA-42*) und einem digitalen Oszilloskop (*Tektronix, TDS 744A*, analoge Bandbreite 500 MHz, digitale Abtastung 2.5 GS/s). Bei gleicher Pumpleistung und Reflektivität des Auskopplers zeigt sich deutlich der Einfluß von  $T_0$  auf den Pulsverlauf (vgl. Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2).

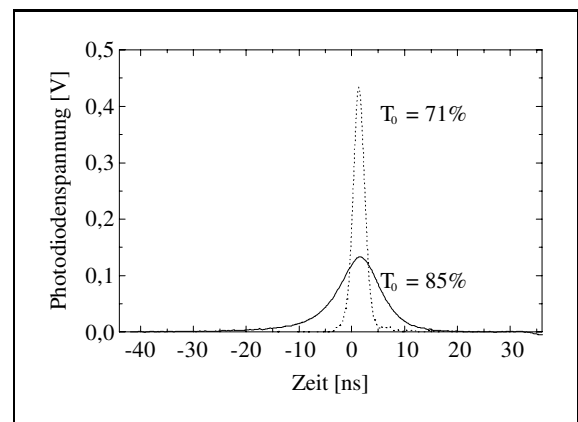


Abbildung 5.6: Pulsverlauf für zwei Absorber mit unterschiedlicher Starttransmission

Der Einfrequenz-Betrieb der passiv gütegeschalteten Lasersysteme wurde mit einem konfokalen Fabry-Perot-Interferometer (2 GHz freier Spektralbereich) nachgewiesen, welches entsprechend getriggert wurde. Dieser läßt sich jedoch auch an der *glatten* Pulsform erkennen, welche keinerlei hochfrequente Modulation aufweist (siehe Abbildung 5.6). Die Puls-zu-Puls-Stabilität wurde durch Aufnahme der Pulsspitzenleistung, der Pulslänge und Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen für 1000 Pulse bei maximaler Pumpleistung bestimmt. Die Standardabweichung lag dabei für alle gemessenen Parameter deutlich unter 1 % [13].

Die folgende Tabellen 5.1 und 5.2 zeigen eine Auswahl erreichbarer Laserparameter des passiv gütegeschalteten Nd:YAG Minatur-Ringlasers im Einfrequenz-Betrieb bei 1064 nm für die niedrigste und höchste zur Verfügung stehende Starttransmission und zwei verschiedene Auskoppelgrade bei der maximalen Pumpleistung von 4.5 Watt bei 808 nm:

	Starttransmission 92 %	Starttransmission 65 %
Mittlere Ausgangsleistung	980 mW	490 mW
Pulsspitzenleistung	960 W	43 kW
Repetitionsrate	51 kHz	5.4 kHz
Pulslänge	20 ns	2.1 ns
Pulsenergie	19 $\mu$ J	90 $\mu$ J

*Tabelle 5.1: Auswahl erreichbarer Laserparameter bei einem Auskoppelgrad von 19 %*

	Starttransmission 92 %	Starttransmission 65 %
Mittlere Ausgangsleistung	660 mW	340 mW
Pulsspitzenleistung	240 W	50 kW
Repetitionsrate	64 kHz	4 kHz
Pulslänge	43 ns	1.7 ns
Pulsenergie	10 $\mu$ J	85 $\mu$ J

*Tabelle 5.2: Auswahl erreichbarer Laserparameter bei einem Auskoppelgrad von 36 %*

Je nach Anwendung können die passiv gütegeschalteten Einfrequenz-Lasersysteme somit für eine hohe mittlere Leistung von nahezu einem Watt mit relativ langen Pulsen oder für eine möglichst hohe Pulsspitzenleistung mit entsprechend kurzen Pulslängen optimiert werden [160]. Für die Frequenzkonversion im einfachen Durchgang in den sichtbaren und den ultravioletten Spektralbereich, welche jeweils eine quadratische Abhängigkeit von der Leistung der eingestrahlten Welle zeigt (siehe Gleichung (2.20) und (2.38)), eignen sich dabei insbesondere die Systeme mit einer geringen Starttransmission, welche entsprechend hohe Pulsspitzenleistungen aufweisen. Sie werden daher in den folgenden Abschnitten verwendet.

## 5.3 Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich

Gütegeschaltete Einfrequenz-Strahlquellen im sichtbaren Spektralbereich eignen sich für eine Vielzahl von wissenschaftlichen und industriellen Anwendungen. Diese reichen von der Spektroskopie über die Strömungsmeßtechnik bis zur Qualitätskontrolle in der Mikroelektronik (engl. *wafer inspection*). Alle diese Anwendungen profitieren von der kürzeren Wellenlänge durch höhere Streuquerschnitte oder besseres Auflösungsvermögen. Für die Realisierung derartiger Strahlquellen bietet sich neben der resonatorinternen Frequenzverdopplung (engl. *intra-cavity*) [161], [162] und der Verwendung *selbstverdoppelnder* Kristalle wie Nd:YAB [163], die externe Frequenzkonversion im *einfachen Durchgang* (engl. *single-pass*) an, welche aufgrund der hohen Pulsspitzenleistungen möglich ist.

Der am häufigsten für die Erzeugung der zweiten Harmonischen eines passiv gütegeschalteten Nd:YAG Lasers eingesetzte nichtlineare Kristall ist Kaliumtitanylphosphat (KTP), welcher bei Raumtemperatur über den Winkel phasenangepaßt (Typ II) werden kann (siehe Abschnitt 4.1.1). Dieses Material verfügt über relativ große optisch nichtlineare Koeffizienten, einen vernachlässigbaren Walk-Off-Winkel  $\rho = 4.5$  mrad (siehe Abschnitt 2.2.2) und eine sehr große Akzeptanzbandbreite für die Temperatur (siehe Tabelle 4.1). Diese Kristalle können daher ohne jede elektronische Temperatur-Stabilisierung oder Heizung eingesetzt werden. Bei der Verwendung gepulster Laser muß jedoch die Zerstörschwelle der Oberflächen beachtet werden, die bei etwa  $0.5 \text{ GW/cm}^2$  liegt [23]. Des weiteren können hohe mittlere Leistungen im Kristall zu optischer Degradation führen (siehe Abschnitt 4.1.1). Aus der Literatur sind Konversionseffizienzen von über 50 % im einfachen Durchgang bei der Frequenzverdopplung diodengepumpter Nd:YAG Laser im Einfrequenz-Betrieb bekannt [13], [152], [164].

### 5.3.1 Aufbau und Laserkenndaten

Für die Frequenzverdopplung der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser (siehe Abschnitt 5.2) wurden KTP-Kristalle<sup>3</sup> unterschiedlicher Länge (5, 10 und 15 mm) verwendet, deren Endflächen einen Querschnitt von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  aufwiesen und für senkrechten Einfall geschnitten waren. Auf eine Antireflex-Vergütung der Endflächen wurde verzichtet, da die Zerstörschwelle derartiger dielektrischer Beschichtungen für gewöhnlich signifikant unter der des Kristallmaterials liegt.

Für eine Frequenzkonversion im einfachen Durchgang mit hoher Effizienz eignen sich speziell die passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser mit einer geringen Starttransmission, welche die höchsten Pulsspitzenleistungen aufweisen (siehe Tabelle 5.1 und 5.2). Im Hinblick auf die zur Verfügung stehende Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen ist hierbei das Lasersystem mit einer Starttransmission von 65 % und einem Auskoppelgrad von

---

<sup>3</sup>CASIX, Inc., Fuzhou, Fujian 350014, VR China

19 % vorzuziehen, welches eine nur geringfügig niedrigere Pulsspitzenleistung bei deutlich höherer mittlerer Leistung bietet. Die beugungsbegrenzte Strahlung dieses Lasers wurde nun mit Hilfe einer Linse (Brennweite 80 mm) in den KTP-Kristall fokussiert, wobei eine Strahl-taille  $\omega_0$  zwischen 40 und 80  $\mu\text{m}$  im Kristall erzeugt wurde. Diese Werte entsprechen nicht der optimalen Fokussierung für die Phasenanpassung vom Typ II nach J.J. Zondy [40] (siehe Abschnitt 2.2.3), sondern wurden unter Berücksichtigung der Zerstörschwelle der Oberflächen gewählt. Die Trennung der erzeugten zweiten Harmonischen von der Fundamentalwelle erfolgte mit Hilfe geeigneter Filter (Schott BG-39). Die nebenstehende Abbildung 5.7 zeigt die Pulsspitzenleistung der im einfachen Durchgang in einem 10 mm langen KTP-Kristall erzeugten zweiten Harmonischen als Funktion der Fundamentalwelle. Die durchgezogene Linie wurde mit Hilfe der in Abschnitt 2.2.3 angegebenen Gleichung (2.41) berechnet, wobei

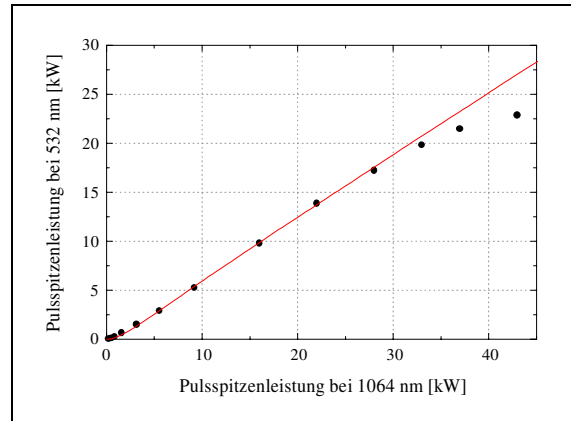


Abbildung 5.7: Frequenzverdopplung im einfachen Durchgang in einem KTP-Kristall

der Fokussierparameter  $h$  und die Verluste  $\alpha$  als Anpassungsparameter der Ausgleichskurve nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet wurden [51]. Für die maximale Pulsspitzenleistung von 43 kW bei 1064 nm wird eine Pulsspitzenleistung von über 22 kW bei 532 nm erzielt. Die Konversionseffizienz im einfachen Durchgang beträgt somit 51 %. Berücksichtigt man die *Fresnel*-Verluste an den unbeschichteten Oberflächen, so ergeben sich  $\approx 58 \%$ . Wie in der folgenden Abbildung 5.8 zu sehen, nimmt diese interne Konversionseffizienz jedoch für etwas geringere Pulsspitzenleistungen noch deutlich höhere Werte an, deren Maximum bei nahezu 70 % liegt. Dies stellt einen der höchsten veröffentlichten Werte für die Frequenzverdopplung im einfachen Durchgang dar. Die Ursache für den leichten Rückgang der Effizienz mit steigender Pulsspitzenleistung, welche sich auch an der stärkeren Abweichung von der Ausgleichskurve manifestiert, ist die zunehmende Rückkonvertierung der zweiten Harmonischen in die Fundamentalwelle (engl. *dephasing*) [165]. Dieser Effekt wird um so stärker, je länger der verwendete Kristall ist.

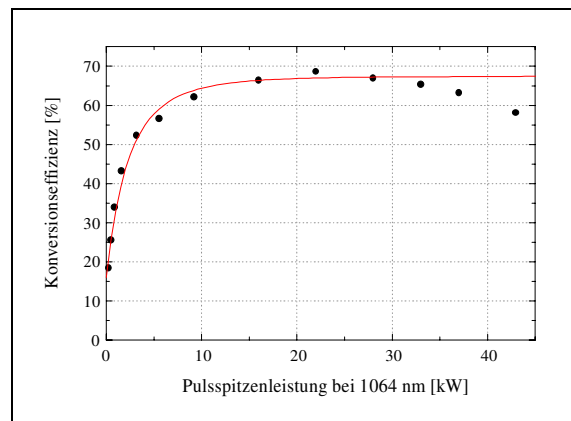


Abbildung 5.8: Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung im einfachen Durchgang in einem KTP-Kristall



Die zur Verfügung stehende mittlere Leistung der zweiten Harmonischen bei maximaler Pumpleistung beträgt 240 mW bei einer Pulslänge von 2.05 ns und einer Repetitionsrate von 5.4 kHz. Zusammen mit der Pulsspitzenleistung von 22 kW ergibt sich somit eine Pulsenergie bei 532 nm von etwa 45  $\mu\text{J}$ . Das Strahlprofil der zweiten Harmonischen ist nahezu gaußförmig aufgrund des vernachlässigbaren Walk-Off-Winkels und der relativ großen Strahltaile im Verdopplerkristall. Diese Parameter ermöglichen somit die im folgenden Abschnitt 5.4 beschriebene Realisierung eines kompakten und effizienten Einfrequenz-Lasersystems im ultravioletten Spektralbereich durch eine weitere Frequenzkonversion im einfachen Durchgang.

## 5.4 Frequenzkonversion in den ultravioletten Spektralbereich

Gütegeschaltete Laserstrahlquellen im ultravioletten Spektralbereich auf der Basis frequenzkonvertierter Festkörperlaser besitzen das Potential, in zahlreichen Anwendungsgebieten die bisher eingesetzten Gaslaser (*Excimer-Laser*) in naher Zukunft zu ersetzen. Dies gilt insbesondere für Anwendungen in der Schadstoffanalyse, der Initiierung photochemischer Reaktionen, sowie für die Mikrostrukturierung und Oberflächenmodifikation von Kunststoffen. Für Aufgaben mit hohen Präzisionsanforderungen bieten sich dabei speziell Einfrequenz-Lasersysteme an, welche eine hohe Puls-zu-Puls-Stabilität aufweisen.

Die kompaktesten ultravioletten Einfrequenz-Strahlquellen stellen frequenzkonvertierte, gütegeschaltete Mikrochip-Laser dar (siehe Abschnitt 2.1) [156], welche sich durch ihre hohe Effizienz und den einfachen Aufbau auszeichnen. Die Pulsenergie im Einfrequenz-Betrieb ist im ultravioletten Spektralbereich jedoch auf Werte unterhalb von 1  $\mu\text{J}$  begrenzt [157]. Wesentlich höhere Pulsenergien lassen sich zwar mit Hilfe von resonanten Kavitäten erreichen [41], [166], [167], diese erfordern jedoch einen stabilen Einfrequenz-Laser als optischen Lokaloszillator (engl. *master oscillator*) sowie eine aufwendige Stabilisierungselektronik. Hier stellen die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser aufgrund ihrer Leistungsdaten eine interessante dritte Alternative dar.

Wie bereits in Abschnitt 4.3.1 erläutert, weisen die prinzipiell für die Erzeugung der vierten Harmonischen eines Nd:YAG Lasers bei 266 nm geeigneten nichtlinearen Kristalle vergleichsweise kleine optisch nichtlineare Koeffizienten, eine starke Doppelbrechung und ein *hygroskopisches* Verhalten auf (siehe Tabelle 4.3). Trotz des sehr großen Walk-Off-Winkels  $\rho = 4.8^\circ$  (siehe Abschnitt 2.2.2) wird für die Frequenzverdopplung im einfachen Durchgang zumeist Beta-Bariumborat (BBO) verwendet, welches bei Raumtemperatur über den Winkel phasenangepaßt (Typ I) werden kann und die größten optisch nichtlinearen Koeffizienten besitzt. Zudem weisen BBO-Kristalle eine relativ große Akzeptanzbandbreite für die Temperatur ( $\Delta T = 5.4 \text{ K} \cdot \text{cm}$ ) auf und können daher ohne aktive Temperaturstabilisierung eingesetzt werden. Die Winkelakzeptanz ist allerdings relativ klein (siehe Tabelle 4.3).

### 5.4.1 Aufbau und Laserkenndaten

Für die Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang der passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlaser wurden BBO-Kristalle (*CASIX, Inc.*) der Längen 5 mm und 10 mm eingesetzt, die einen Querschnitt von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  aufwiesen. Die Endflächen waren für senkrechten Einfall geschnitten und mit einer Antireflex-Beschichtung für 532 nm bzw. 266 nm vergütet, welche gleichzeitig das Eindringen von Feuchtigkeit verhindern sollte. Die folgende Abbildung 5.9 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit realisierten Einfrequenz-Lasersystems im ultravioletten Spektralbereich [168]:

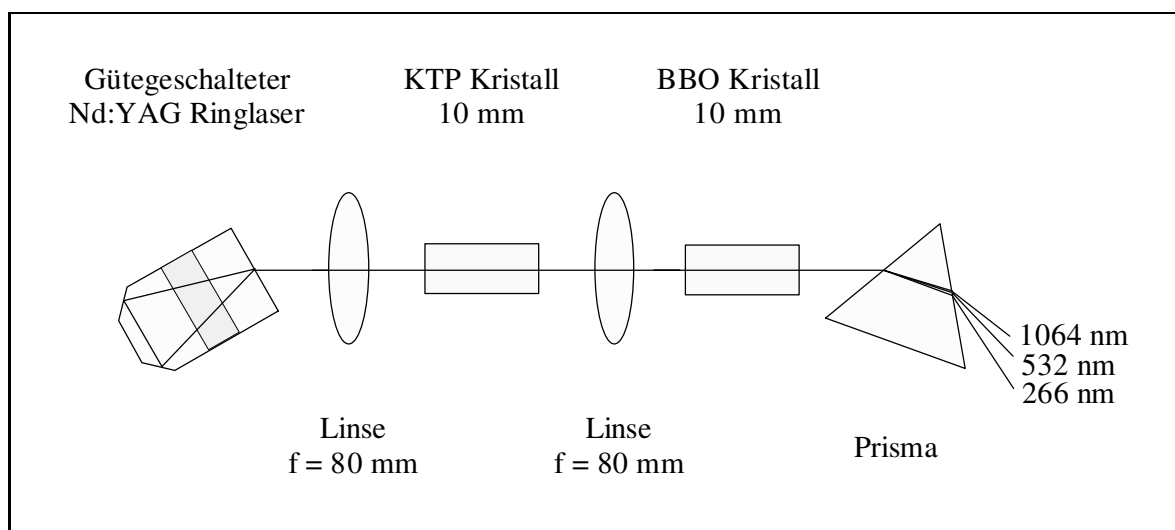


Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau der Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang

Die frequenzverdoppelte Strahlung des passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlasers (siehe Abschnitt 5.3.1) wurde mit Hilfe einer zweiten Linse (Brennweite 80 mm) in den BBO-Kristall fokussiert, wobei eine Strahltaile  $\omega_0$  zwischen 60 und  $100 \mu\text{m}$  im Kristall erzeugt wurde. Diese Werte entsprechen nicht der optimalen Fokussierung für die Phasenanpassung vom Typ I nach Boyd und Kleinman [39] (siehe Abschnitt 2.2.3), sondern wurden unter Berücksichtigung des großen Walk-Off-Winkels und der Zerstörschwelle der beschichteten Kristallendflächen gewählt. Die Trennung der drei Wellenlängen erfolgte mit Hilfe eines Quarz-Prismas. Die nebenstehende Abbildung 5.10 zeigt die Pulsspitzenleistung der im einfachen Durchgang in einem 10 mm langen BBO-Kristall erzeugten vierten Harmonischen als Funktion der Leistung der zweiten Harmonischen bei 532 nm.

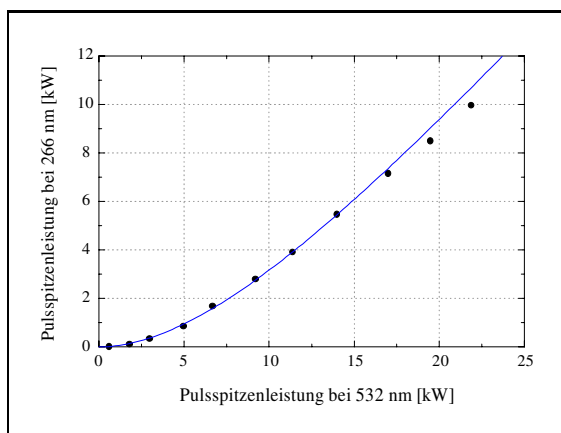


Abbildung 5.10: Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang in einem BBO-Kristall

Die durchgezogene Linie beschreibt wiederum eine Ausgleichskurve nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [51], welche mit Hilfe der Gleichung (2.41) aus Abschnitt 2.2.3 berechnet wurde. Für die maximale Pulsspitzenleistung der zweiten Harmonischen von 22 kW wird eine Pulsspitzenleistung der vierten Harmonischen bei 266 nm von etwa 10 kW erreicht. Die zur Verfügung stehende mittlere Leistung beträgt dabei 110 mW bei einer Pulslänge von 2 ns und einer resultierenden Pulsenergie

der ultravioletten Strahlung von 20  $\mu\text{J}$ . Diese Parameter sind beispielsweise für die Mikrostrukturierung oder Oberflächenmodifikation von Kunststoffen ausreichend [169]. Die nebenstehende Abbildung 5.11 zeigt den Verlauf der Konversionseffizienz im einfachen Durchgang als Funktion der Leistung der zweiten Harmonischen. Der maximale Wert beträgt über 45 % und führt somit auf eine Gesamteffizienz der Frequenzkonversion im einfachen Durchgang bezogen auf die infrarote Leistung der Fundamentalwelle von mehr als 22 %.

Das Strahlprofil der vierten Harmonischen im Fernfeld ist gaußförmig in der Ebene parallel zur optischen Achse des BBO-Kristalls, aufgrund des Walk-Offs in der dazu senkrechten Ebene ergibt sich jedoch ein elliptischer Strahlquerschnitt mit einem Verhältnis der Hauptachsen von etwa 3 zu 1. Die folgende Tabelle 5.3 faßt noch einmal die erreichten Pulsparameter der infraroten Fundamentalwelle sowie der zweiten und vierten Harmonischen zusammen:

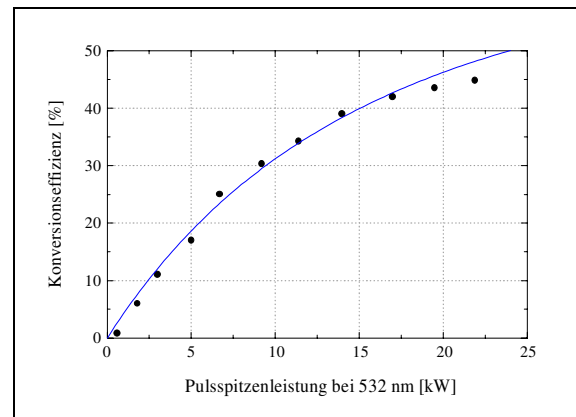


Abbildung 5.11: Konversionseffizienz der Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang in einem BBO-Kristall

	1064 nm	532 nm	266 nm
Mittlere Ausgangsleistung	490 mW	240 mW	110 mW
Pulsspitzenleistung	43 kW	22 kW	10 kW
Pulslänge	2.1 ns	2.05 ns	2.0 ns
Pulsenergie	90 $\mu\text{J}$	45 $\mu\text{J}$	20 $\mu\text{J}$
Konversionseffizienz	50 %		45 %

Tabelle 5.3: Parameter der Fundamentalwelle sowie der zweiten und vierten Harmonischen

Die realisierte Gesamteffizienz von 22.5 %, bezogen auf die infrarote Leistung der Fundamentalwelle, liegt signifikant über den mit Mikrochip-Lasern erzielten Werten (8.75 %) [157] und erreicht nahezu dieselbe Größenordnung, wie sie mit wesentlich komplexeren resonanten Lasersystemen demonstriert wurde (30 - 40 %) [166], [167]. Bezogen auf die optische

Pumpleistung der Diodenlaser von 4.5 Watt erhält man eine Gesamteffizienz von 2.4 %, die nach bestem Wissen den höchsten veröffentlichten Wert für ein Einfrequenz-Lasersystem im ultravioletten Spektralbereich darstellt. Hiermit wurde eindrucksvoll demonstriert, daß sich auf der Basis passiv gütegeschalteter Nd:YAG Miniatur-Ringlaser hoch effiziente, kompakte Einfrequenz-Strahlquellen in kurzwelligen Spektralbereichen realisieren lassen.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Frequenzkonvertierte diodengepumpte Festkörperlaser im Einfrequenz-Betrieb besitzen das Potential, in zahlreichen wissenschaftlichen und meßtechnischen Anwendungsbereichen die bislang eingesetzten, aus den Anfangstagen der Lasertechnologie stammenden, Gaslasersysteme zu ersetzen und einen Generationswechsel von der unwirtschaftlichen Röhrentechnologie der sechziger Jahre zu kompakten, hoch effizienten Strahlquellen auf der Basis von Festkörperlaser-Technologie zu vollziehen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung abstimmbarer Einfrequenz-Strahlquellen im kurzwelligen Spektralbereich mit hoher Gesamteffizienz, sowohl im kontinuierlichen als auch im gütegeschalteten Betrieb, welche diese Anforderungsprofile erfüllen und eine zeitgemäße Alternative darstellen. Ausgangspunkt hierfür waren monolithische bzw. quasimonolithische Nd:YAG Miniatur-Ringlaser [1], [12], [13], welche seit einigen Jahren als zuverlässige Einfrequenz-Strahlquellen im nahinfraroten Spektralbereich mit Ausgangsleistungen im Watt-Bereich bekannt sind.

Für eine effiziente Frequenzkonversion der im kontinuierlichen Betrieb emittierenden Einfrequenz-Laser wurden resonante Frequenzkonversionseinheiten konzeptioniert, welche eine möglichst optimale Übertragung der charakteristischen Eigenschaften nichtplanarer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser auf die erzeugte zweite Harmonische gewährleisten. Hierzu zählen neben der hohen Frequenz- und Amplitudenstabilität die Möglichkeit zur schnellen, definierten Frequenzabstimmung sowie die Erhaltung der beugungsbegrenzten Strahlqualität. Durch die Ableitung der theoretischen Grundlagen sowie eine Charakterisierung geeigneter Kristallmaterialien, Resonatorgeometrien und Stabilisierungstechniken für verschiedene Wellenlängenbereiche, wurden Optimierungsstrategien entwickelt, welche die Realisierung von abstimmbaren Einfrequenz-Lasersystemen mit hoher Wirtschaftlichkeit ermöglichten.

So wurde ein abstimmbares Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich realisiert, welches eine maximale kontinuierliche Ausgangsleistung von 1.2 Watt bei 532 nm mit beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 \approx 1.08$ ) erreicht [143]. Die interne Konversionseffizienz, bezogen auf die modenangepaßte Pumpleistung der Fundamentalwelle, liegt bei nahezu 90 % und stellt damit den höchsten bisher veröffentlichten Wert dar. Bezogen auf die Pumpleistung der Diodenlaser von etwa 4 Watt ergibt sich eine Gesamteffizienz von etwa 30 %. Gaslasersysteme in diesem Spektralbereich ( $\text{Ar}^+$ ) mit vergleichbarer Ausgangsleistung im

Einfrequenz-Betrieb erzielen dagegen lediglich Effizienzen im Sub-Promille-Bereich. Durch den Einsatz eines elektrooptischen Seitenband-Verfahrens konnten die Stabilitätseigenschaften des monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers auf die zweite Harmonische übertragen werden. Die Standardabweichung der Ausgangsleistung über 10 Stunden beträgt weniger als 1 % [96], [170], die Frequenzdrift bezogen auf eine absolute Referenz ( $I_2$ ) ist kleiner als 75 MHz pro Stunde [98]. Die Emissionsfrequenz bei 532 nm (564 THz) ist über 15 bis 20 GHz ohne Modensprünge abstimmbar. Der gesamte Abstimmbereich über die Frequenz des Pumplasers beträgt etwa 200 GHz, so daß sich zahlreiche spektroskopisch interessante Linien (z. B. in  $I_2$  oder  $Na_2$ ) erreichen lassen.

Die Einmaligkeit dieses Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich besteht jedoch in der Kombination einer hohen Ausgangsleistung von über einem Watt mit der Möglichkeit zur schnellen, definierten Frequenzabstimmung. So wurde eine dreieckförmige Frequenzabstimmung mit 5 kHz über einen Frequenzbereich von mehr als einem GHz demonstriert. Dies entspricht einem Abstimmkoeffizienten der Emissionsfrequenz bei 532 nm von über 10 GHz/ms. Das gesamte Einfrequenz-Lasersystem im grünen Spektralbereich, bestehend aus dem monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlaser inklusive Pumpoptik plus Aufbau zur resonanten Frequenzverdopplung, wurde in einem geschlossenen Gehäuse der Größe  $30 \times 45 \times 12 \text{ cm}^3$  untergebracht und bereits erfolgreich als Strahlquelle für ein faseroptisches Heterodyn-Interferometer mit Richtungserkennung (Laser-Doppler-Velocimetrie) eingesetzt.

Durch Erzeugung der zweiten Harmonischen eines quasi-monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 946 nm in einer ähnlichen Resonatorgeometrie konnte erstmalig ein abstimmbares Einfrequenz-Lasersystem im blauen Spektralbereich realisiert werden, welches eine kontinuierliche Ausgangsleistung von 0.5 Watt bei 473 nm erzielt und über 20 GHz modensprungfrei abstimmbar ist [74], [171]. Hierbei wurden interne Konversionseffizienzen von bis zu 81 % demonstriert. Dies sind mit Abstand die höchsten bisher veröffentlichten Werte für ein mit Diodenlasern angeregtes Festkörperlaser-System in diesem Wellenlängenbereich. Gaslasersysteme in diesem Spektralbereich (HeCd) erreichen dagegen deutlich geringere Leistungen im Einfrequenz-Betrieb ( $< 100 \text{ mW}$ ) mit verschwindend kleiner Effizienz.

Durch eine weitere resonante Frequenzverdopplung des oben beschriebenen Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich konnte eine Strahlquelle im ultravioletten Spektralbereich realisiert werden, welche eine kontinuierliche Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb von bis zu 110 mW bei 266 nm liefert. Höhere Konversionseffizienzen im Dauerstrich-Betrieb wurden bisher nur von Arbeitsgruppen erreicht, welche über firmeneigene Infrastruktur zur Züchtung extrem verlustarmer optisch nichtlinearer Kristalle verfügen<sup>1</sup> [5]. Die wichtigsten Anwendungsgebiete eines solchen Lasersystems liegen in der Photochemie und Spektroskopie sowie in der Lithographie und Mikrostrukturierung. Hier erlaubt die kürzere

---

<sup>1</sup>z. B. Sony Corp., Japan

Wellenlänge eine empfindlichere Detektion aufgrund größerer Streuquerschnitte bzw. die Erzeugung kleinerer Strukturen.

Eine weitere Anwendung des realisierten Einfrequenz-Lasersystems im grünen Spektralbereich, welche die erreichte Frequenz- und Amplitudenstabilität eindrucksvoll unter Beweis stellt, ist der Aufbau eines doppeltresonanten optisch-parametrischen Oszillators im Dauerstrich-Betrieb, der extreme Anforderungen in diesen Bereichen stellt [139], [143]. Hier konnte erstmalig ein stabiler Einfrequenz-Betrieb ohne Modensprünge über mehrere Stunden bei einer hohen Ausgangsleistung auf dem erzeugten Frequenzpaar von nahezu 0.4 Watt und einem Pumpabbau von über 70 % erreicht werden. Der gesamte Abstimmbereich betrug dabei 1007 bis 1128 nm und war nur durch die Bandbreite der dielektrischen Beschichtungen begrenzt. Das erzeugte Frequenzpaar konnte im gesamten abgedeckten Wellenlängenbereich jeweils über 8 GHz ohne Modensprung durch Kontrolle der Laserfrequenz abgestimmt werden, begrenzt nur durch die Modensprünge des infraroten Pumplasers. Dies stellt ebenfalls einen der höchsten veröffentlichten Werte dar und macht diese Strahlquelle sehr interessant für Anwendungen im Bereich der hochauflösenden Spektroskopie. Durch extrem breitbandige (900 nm) dielektrische Beschichtungen, wie sie vor kurzem in Japan realisiert wurden [141], könnte mit der vorgestellten Technologie eine extrem schmalbandige Einfrequenz-Strahlquelle aufgebaut werden, deren Abstimmbereich weit über dem eines Titan-Saphir-Lasers liegt. Die zur Verfügung stehende Ausgangsleistung erlaubt zudem die Erzeugung weit abstimmbarer Strahlung im sichtbaren Spektralbereich durch eine weitere Frequenzverdopplung, beispielsweise in periodisch gepolten Kristallen (PPLN, PP-KTP) [4].

Parallel zu den Arbeiten mit kontinuierlich emittierenden Lasersystemen wurden gepulste Einfrequenz-Lasersysteme im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich realisiert, welche auf der Frequenzkonversion von passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlasern im einfachen Durchgang beruhen [13]. Ausgehend von Pulsspitzenleistungen der infraroten Fundamentalwelle zwischen 40 und 50 kW bei einer mittleren Leistung von bis zu 0.5 Watt bei 1064 nm, wurden 22 kW Pulsspitzenleistung mit 240 mW mittlerer Leistung bei der zweiten Harmonischen und über 10 kW Pulsspitzenleistung mit 110 mW mittlerer Leistung bei der vierten Harmonischen mit Pulslängen um 2 ns erreicht [168], [172]. Die realisierte Gesamteffizienz von 22.5 %, bezogen auf die infrarote Leistung der Fundamentalwelle, liegt somit signifikant über den mit anderen nicht resonanten Konzepten erzielten Werten (8.75 %) [157] und erreicht nahezu die Größenordnung resonanter Systeme (30 - 40 %) [166], [167].

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisierten Lasersysteme auf der Basis frequenzkonvertierter nichtplanarer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser im kontinuierlichen und passiv gütegeschalteten Betrieb, stellen somit einsatzfähige Strahlquellen für zahlreiche Anwendungen im wissenschaftlichen und meßtechnischen Bereich dar, welche abstimmbare, kurzweilige Strahlung im Einfrequenz-Betrieb mit hoher Stabilität und Ausgangsleistung erfordern.





# A Dispersionsformeln

Für die Bestimmung von Phasenanpassungswinkeln, -temperaturen und -bandbreiten werden mathematische Beschreibungen der Dispersion entlang der Hauptachsen des verwendeten Kristalls benötigt. Diese werden gewöhnlich in Form von empirisch angepaßten *Sellmeier*-Gleichungen formuliert. Im folgenden sind die Beziehungen für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kristalle mit stark temperaturabhängiger Dispersion zusammengefaßt.

## A.1 Temperaturabhängige Dispersion in 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub>

Eine temperaturabhängige Dispersionsformel für negativ uniaxiales, kongruentes LiNbO<sub>3</sub> wurde von Edwards und Lawrence [88] aufgestellt und von Eckardt *et al.* [117] auf das im Rahmen dieser Arbeit verwendete 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub> angepaßt:

$$n^2 = A_1 + \frac{A_2 + B_1 F(T)}{\lambda^2 - (A_3 + B_2 F(T))^2} + B_3 F(T) - A_4 \lambda^2 \quad (\text{A.1})$$

$$F(T) = (T - 24.5) (T + 24.5 + 546) \quad (\text{A.2})$$

Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die Wellenlänge in Mikrometern und  $T$  die Temperatur in Grad Celsius. Die Koeffizienten haben für 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub> die folgenden Werte [117]:

	Ordentlicher Brechungsindex $n_o$	Außerordentlicher Brechungsindex $n_e$
$A_1$	4.9048	4.55207
$A_2$	0.11775	0.09921
$A_3$	0.21802	0.21090
$A_4$	0.027153	0.021940
$B_1$	$2.2314 \cdot 10^{-8}$	$5.2716 \cdot 10^{-8}$
$B_2$	$-2.9671 \cdot 10^{-8}$	$-4.9143 \cdot 10^{-8}$
$B_3$	$2.1429 \cdot 10^{-8}$	$2.2971 \cdot 10^{-7}$

Für die nichtkritische 90°-Phasenanpassung der Frequenzverdopplung des Laserübergangs bei 1064.2 nm ergibt sich daraus eine theoretische Phasenanpassungstemperatur von 107.53°C.

## A.2 Temperaturabhängige Dispersion in $\text{KNbO}_3$

Eine Dispersionsformel für die Brechungsindizes entlang der drei Hauptachsen in optisch biaxialem  $\text{KNbO}_3$  wurde von Zysset *et al.* [104] für verschiedene Temperaturen aufgestellt:

$$n^2 = 1 + S_1 \frac{(L_1 \lambda)^2}{\lambda^2 - L_1^2} + S_2 \frac{(L_2 \lambda)^2}{\lambda^2 - L_2^2} - D \lambda^2 \quad (\text{A.3})$$

Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die Wellenlänge in Metern. Die Koeffizienten für die drei Hauptachsen ( $a, b, c$ ) haben in  $\text{KNbO}_3$  bei 22 °C die folgenden Werte [104]:

	Brechungsindex $n_a$	Brechungsindex $n_b$	Brechungsindex $n_c$
$S_1$	$2.005519 \cdot 10^{13}$	$1.937347 \cdot 10^{13}$	$1.609170 \cdot 10^{13}$
$S_2$	$1.498408 \cdot 10^{14}$	$1.354992 \cdot 10^{14}$	$1.654431 \cdot 10^{13}$
$L_1$	$2.581632 \cdot 10^{-7}$	$2.727518 \cdot 10^{-7}$	$2.552335 \cdot 10^{-7}$
$L_2$	$1.290950 \cdot 10^{-7}$	$1.370070 \cdot 10^{-7}$	$1.197169 \cdot 10^{-7}$
$D$	$2.517432 \cdot 10^{10}$	$2.845018 \cdot 10^{10}$	$1.943289 \cdot 10^{10}$

Weitere Parametersätze für verschiedene diskrete Temperaturen sind in [104] veröffentlicht, zwischen denen dann geeignet interpoliert werden kann [51].

Für eine in der  $a$ - $b$ -Ebene polarisierte Fundamentalwelle ergibt sich die Phasenanpassungsbedingung (Typ I) für die Erzeugung der zweiten Harmonischen über den Winkel  $\theta_m$  aus der folgenden Beziehung [105], [106]:

$$n_c(2\omega) = n_{ab}(\omega, \theta_m) = n_a \sqrt{\frac{n_b^2 + n_b^2 \tan^2(\theta_m)}{n_b^2 + n_a^2 \tan^2(\theta_m)}} \quad (\text{A.4})$$

Der Walk-Off-Winkel  $\rho$  (siehe Abschnitt 2.2.2) kann unter diesen Voraussetzungen aus der nachfolgenden Beziehung berechnet werden [107]:

$$\rho(\theta_m) = \arctan \left( n_c^2(2\omega) \left( \frac{\sin^2(\theta_m)}{\left( \frac{1}{n_c^2(2\omega)} - \frac{1}{n_a^2(\omega)} \right)^2} + \frac{\cos^2(\theta_m)}{\left( \frac{1}{n_c^2(2\omega)} - \frac{1}{n_b^2(\omega)} \right)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (\text{A.5})$$

Für die Phasenanpassung der Frequenzverdopplung des Laserübergangs bei 946 nm bei einer Kristalltemperatur von 22 °C ergibt sich daraus ein theoretischer Phasenanpassungswinkel  $\theta_m = 29.39^\circ$  und ein resultierender Walk-Off-Winkel  $\rho = 0.86^\circ$ . Für eine nichtkritische  $90^\circ$ -Phasenanpassung (Typ I) zur Erzeugung der zweiten Harmonischen dieses Übergangs ergibt sich eine theoretische Phasenanpassungstemperatur von 185 °C.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Brechungsindexellipsoid eines negativ uniaxialen Kristalls . . . . .	12
2.2	Definition des Walk-Off-Winkels $\rho$ . . . . .	13
2.3	Charakteristische Größen für die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls . . .	16
2.4	Numerische Berechnung des Fokussierparameters $h_m(B, \xi)$ (Typ I) . . . .	17
2.5	Numerische Berechnung des Fokussierparameters $h_m(B, l)$ (Typ II) . . .	18
2.6	Schema eines externen Resonators mit nichtlinearem Medium der Länge $L$	21
2.7	Berechnete Konversionseffizienz für zwei Einkoppeltransmissionen . . . . .	25
2.8	Berechnete Konversionseffizienz als Funktion der Einkopplung . . . . .	27
2.9	Konversionseffizienz als Funktion der Einkopplung und Pumpleistung . . .	27
2.10	Transversale Modenanpassung mit Hilfe einer Linse . . . . .	28
2.11	Prinzipieller Aufbau eines hemilithischen Stehwellen-Resonators . . . . .	29
2.12	Transmissionsspektrum eines Stehwellen-Resonators . . . . .	31
2.13	Dispersionsspektrum eines Stehwellen-Resonators . . . . .	32
2.14	Prinzip der Regelsignalerzeugung durch Frequenzmodulation . . . . .	33
2.15	Prinzip der Regelsignalerzeugung durch Phasenmodulation . . . . .	35
3.1	Darstellung des Termschemas von $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen im Wirtskristall YAG . . . .	38
3.2	Geometrie eines monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers . . . . .	39
3.3	Pumpgeometrie eines monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers . . . . .	40
3.4	Ausgangsleistung eines Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 1064 nm . . . . .	41
3.5	Geometrie eines quasi-monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers . . . .	42
3.6	Ausgangsleistung eines Nd:YAG Miniatur-Ringlasers bei 946 nm . . . . .	42
3.7	Amplitudenrauschen eines monolithischen Nd:YAG Miniatur-Ringlasers . .	43
4.1	Schematischer Aufbau der resonanten Einfrequenz-Lasersysteme . . . . .	47
4.2	Strahlradius der Fundamentalwelle (1064 nm) innerhalb des Resonators . .	48
4.3	Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb bei 532 nm. . . . .	49
4.4	Interne Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung 1064 nm $\rightarrow$ 532 nm	49
4.5	Langzeitmessung der Ausgangsleistung bei 532 nm über 10 Stunden . . . .	50

4.6	Vergleich des Intensitätsrauschens bei 1064 nm und 532 nm . . . . .	50
4.7	Driftmessung der Emissionsfrequenz bei 532 nm . . . . .	51
4.8	Kalibrierung der piezomechanischen Frequenzabstimmung . . . . .	52
4.9	Variation der Ausgangsleistung bei schneller Frequenzabstimmung . . . . .	53
4.10	Strahlradius der Fundamentalwelle (946 nm) innerhalb des Resonators . . . . .	55
4.11	Ausgangsleistung im Einfrequenz-Betrieb bei 473 nm. . . . .	56
4.12	Interne Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung 946 nm $\rightarrow$ 473 nm . . . . .	57
4.13	Prinzipieller Aufbau des diskret aufgebauten Verdopplerresonators . . . . .	59
4.14	Überlapp der Signal- und Idlerresonanzfrequenzen eines DROPO . . . . .	64
4.15	Schema des doppeltresonanten optisch-parametrischen Oszillators (DROPO) . . . . .	65
4.16	Kombinierte Signal- und Idler-Ausgangsleistung des DROPO . . . . .	68
4.17	Relativer Abbau der Pumpleistung der zweiten Harmonischen . . . . .	68
4.18	Abstimmungsbereich des DROPO über die Phasenanpassungstemperatur . . . . .	69
4.19	Frequenzspektrum des DROPO in einem Fabry-Perot-Interferometer . . . . .	70
5.1	Laserparameter während der Pulsemission für eine hohe Starttransmission . . . . .	73
5.2	Laserparameter während der Pulsemission für eine geringe Starttransmission . . . . .	74
5.3	Vereinfachtes Energieschema des $\text{Cr}^{4+}$ -Ions im Wirtskristall YAG . . . . .	75
5.4	Transmissionsverhalten verschiedener $\text{Cr}^{4+}$ :YAG-Absorber . . . . .	75
5.5	Design eines passiv gütegeschalteten Nd:YAG Miniatur-Ringlasers . . . . .	77
5.6	Pulsverlauf für zwei Absorber mit unterschiedlicher Starttransmission . . . . .	77
5.7	Frequenzverdopplung im einfachen Durchgang in einem KTP-Kristall . . . . .	80
5.8	Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung im einfachen Durchgang . . . . .	80
5.9	Schematischer Aufbau der Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang . . . . .	82
5.10	Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang in einem BBO-Kristall . . . . .	82
5.11	Konversionseffizienz der Frequenzvervierfachung im einfachen Durchgang . . . . .	83

# Tabellenverzeichnis

4.1	Vergleich geeigneter Kristalle zur Frequenzverdopplung 1064 nm $\rightarrow$ 532 nm	46
4.2	Vergleich geeigneter Kristalle zur Frequenzverdopplung 946 nm $\rightarrow$ 473 nm	54
4.3	Vergleich geeigneter Kristalle zur Frequenzverdopplung 532 nm $\rightarrow$ 266 nm	58
5.1	Auswahl erreichbarer Laserparameter bei einem Auskoppelgrad von 19 %	78
5.2	Auswahl erreichbarer Laserparameter bei einem Auskoppelgrad von 36 %	78
5.3	Parameter der Fundamentalwelle sowie der zweiten und vierten Harmonischen	83



# Literaturverzeichnis

- [1] I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Power scaling of monolithic Nd:YAG ring lasers to output powers of several watts. *Opt. Commun.*, **115**:511, (1995).
- [2] R. L. Byer. Diode Laser-Pumped Solid-State Lasers. *Science*, **239**:742, (1988).
- [3] S. G. Anderson. Review and forecast of laser markets: 1998. *Laser Focus World*, **34**(1):78, (1998).
- [4] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer. Quasi-Phase-matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-28**:2631, (1992).
- [5] H. Jones-Bey. Deep-UV applications await improved nonlinear optics. *Laser Focus World*, **34**(8):127, (1998).
- [6] T. Baer. Large amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**:1175, (1986).
- [7] J. J. Zayhowski. The effects of spatial hole burning and energy diffusion on the single-mode operation of standing-wave lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26**:2052, (1990).
- [8] A. Ashkin, G. D. Boyd, and J. M. Dziedzic. Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-2**:109, (1966).
- [9] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, E. S. Polzik, and H. J. Kimble. 85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54  $\mu\text{m}$ . *Opt. Lett.*, **17**:640, (1992).
- [10] D. C. Gerstenberger, G. E. Tye, and R.W. Wallace. Efficient second harmonic conversion of cw single-frequency Nd:YAG laser light by frequency locking to a monolithic frequency doubler. *Opt. Lett.*, **16**:992, (1991).
- [11] R. Paschotta, K. Fiedler, P. Kürz, R. Henking, S. Schiller, and J. Mlynek. 82 % Efficient continuous-wave frequency-doubling of 1.06  $\mu\text{m}$  with a monolithic  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  resonator. *Opt. Lett.*, **19**:1325, (1994).

- [12] I. Freitag, R. Henking, A. Tünnermann, and H. Welling. Quasi-three-level room-temperature Nd:YAG ring laser with high single-frequency output power at 946 nm. *Opt. Lett.*, **20**:2499, (1995).
- [13] I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Passively *Q*-switched Nd:YAG ring laser with high average output power in single-frequency operation. *Opt. Lett.*, **22**:706, (1997).
- [14] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [15] F. K. Kneubühl and M. W. Sigrist. *Laser*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 3. edition, 1991.
- [16] V. Evtuhov and A. E. Siegman. A "twisted-mode" technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity. *Appl. Opt.*, **4**:142, (1965).
- [17] D. A. Draegert. Efficient single-longitudinal-mode Nd:YAG laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**:235, (1972).
- [18] J. Harrison, A. Finch, J. H. Flint, and P. F. Moulton. Broadband rapid tuning of a single-frequency diode-pumped neodymium laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-28**:1123, (1992).
- [19] T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, **10**:65, (1985).
- [20] M. V. Klein and T. E. Furtak. *Optik*. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [21] A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, New York, NY, 1975.
- [22] F. Zernicke and J. E. Midwinter. *Applied nonlinear optics*. John Wiley & Sons, New York, NY, 1973.
- [23] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, volume 64 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, 2. edition, 1995.
- [24] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*, volume 1 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [25] A. Yariv and P. Yeh. *Optical Waves in Crystals*. John Wiley & Sons, New York, NY, 1984.
- [26] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 1987.



- [27] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S Persham. Interaction between lightwaves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, **127**:1918, (1962).
- [28] P. A. Franken and J. F. Ward. Optical harmonics and nonlinear phenomena. *Rev. Mod. Phys.*, **35**:23, (1963).
- [29] A. Szilagyi, A. Hordvik, and H. Schlossberg. A quasi-phase-matching technique for efficient optical mixing and frequency doubling. *J. Appl. Phys.*, **47**:2025, (1976).
- [30] Q. Chen and W. P. Risk. Periodic poling of KTiOPO<sub>4</sub> using an applied electric field. *Electron. Lett.*, **30**:1516, (1994).
- [31] H. Karlsson, F. Laurell, P. Hendriksson, and G. Arvidsson. Frequency doubling in periodically poled RbTiOAsO<sub>4</sub>. *Electron. Lett.*, **32**:556, (1996).
- [32] A. Arie, G. Rosenman, V. Mahal, A. Skliar, M. Oron, M. Katz, and D. Eger. Green und ultraviolet quasi-phase-matched second harmonic generation in bulk periodically-poled KTiOPO<sub>4</sub>. *Opt. Commun.*, **142**:265, (1997).
- [33] D. J. Bamford. *Periodically poled lithium niobate (PPLN)*. Produktinformation, Gemfire Corporation, 2471 East Bayshore Road, Palo Alto, CA 94303, (1998).
- [34] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.
- [35] A. E. Siegman. Corrections for *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, CA. [http://www-ee.stanford.edu/~siegman/lasers\\_book\\_errata.txt](http://www-ee.stanford.edu/~siegman/lasers_book_errata.txt).
- [36] D. A. Kleinman. Nonlinear dielectric polarization in optical media. *Phys. Rev.*, **126**:1977, (1962).
- [37] G. D. Boyd, A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and D. A. Kleinman. Second harmonic generation of light with double refraction. *Phys. Rev. A*, **137**:1305, (1965).
- [38] D. A. Kleinman, A. Ashkin, and G. D. Boyd. Second harmonic generation of light by focused laser beams. *Phys. Rev.*, **145**:338, (1966).
- [39] G. D. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric interaction of focused Gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, **39**:3597, (1968).
- [40] J.-J. Zondy. Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with gaussian beams. *Opt. Commun.*, **81**:427, (1991).
- [41] M. Reich. *Hochstabile kohärente UV-Strahlquellen auf der Basis gütegeschalteter Nd:YAG-Laser*. Dissertation, Universität Hannover, 1995.

- [42] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer. 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, **22**:1834, (1997).
- [43] I. Kröpke. *Frequenzstabile, diodengepumpte Nd:YAG Miniatur-Ringlaser*. Dissertation, Universität Hannover, 1992.
- [44] I. Freitag. *Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen*. Dissertation, Universität Hannover, 1994.
- [45] P. D. Drummond, K. J. McNeil, and D. F. Walls. Non-equilibrium transitions in sub/second harmonic generation, I. Semiclassical theory. *Optica Acta*, **27**:321, (1981).
- [46] A. G. White. *Classical and quantum dynamics of optical frequency conversion*. PhD thesis, The Australian National University, 1997.
- [47] P. Kürz. *Erzeugung von Nichtklassischem Licht durch doppeltresonante Frequenzverdopplung*. Dissertation, Universität Konstanz, 1993.
- [48] K. Fiedler. *Experimente zur doppeltresonanten Frequenzverdopplung in monolithischen Ringresonatoren*. Dissertation, Universität Konstanz, 1993.
- [49] P. D. Drummond, K. J. McNeil, and D. F. Walls. Non-equilibrium transitions in sub/second harmonic generation, II. Quantum theory. *Optica Acta*, **28**:211, (1981).
- [50] R. Paschotta. *Einfach- und doppeltresonante monolithische Frequenzverdoppler für Experimente in der Quantenoptik*. Dissertation, Universität Konstanz, 1994.
- [51] I. N. Bronstein and K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch Verlag, Frankfurt/Main, 1990.
- [52] E. S. Polzik and H. J. Kimble. Frequency doubling with  $\text{KNbO}_3$  in an external cavity. *Opt. Lett.*, **16**:1400, (1991).
- [53] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonators. *Proc. IEEE*, **54**:1312, (1966).
- [54] H. Kogelnik. On the Propagation of Gaussian Beams of Light Through Lenslike Media Including those with a Loss or Gain Variation. *Appl. Opt.*, **4**:1562, (1965).
- [55] J. M. Yarborough, J. Falk, and C. B. Hitz. Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air. *Appl. Phys. Lett.*, **18**:70, (1971).
- [56] M. W. Hamilton. An Introduction to Stabilized Lasers. *Contemp. Phys.*, **30**:21, (1989).

- [57] T. W. Hänsch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Commun.*, **35**:441, (1980).
- [58] A. D. White. Frequency Stabilization of Gas Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-1**:349, (1965).
- [59] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. L. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, **31**:97, (1983).
- [60] D. F. Nelson. Piezooptic and electrooptic constants of crystals. In Landolt and Bornstein, editors, *Elastic, Piezoelectric, Pyroelectric, Piezooptic, Electrooptic Constants and Nonlinear Dielectric Susceptibilities of Crystals*, volume III/11. Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [61] Y. D. Golyaev, K. N. Evtukhov, L. N. Kaptsov, and S. P. Smyshlyaev. Spatial and Polarization Characteristics of Radiation from a CW Neodymium-Doped Garnet Laser with a Nonplanar Ring Resonator. *Sov. J. Quantum Electron.*, **11**:1421, (1981).
- [62] N. V. Kravtsov and O. E. Nanii. High-stability single-frequency solid-state lasers. *Quantum Electron.*, **23**:272, (1993).
- [63] I. Freitag. Private Mitteilung, (1998). Innolight GmbH, Hannover.
- [64] I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Intensity stabilised Nd:YAG ring laser with 1.5 W single-frequency output power at 1.357  $\mu\text{m}$ . *Electron. Lett.*, **33**:777, (1997).
- [65] J. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. van Uitert. Laser oscillation in Nd-doped Yttrium Aluminium, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets. *Appl. Phys. Lett.*, **4**:182, (1964).
- [66] J. A. Koningstein and J. E. Geusic. Energy levels and crystal field calculations of Neodymium in Yttrium Aluminium Garnet. *Phys. Rev. A*, **136**:711, (1964).
- [67] A. A. Kaminskii. *Laser Crystals*, volume 14 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [68] G. A. Slack, D. W. Olivier, R. M. Chrenko, and S. Roberts. Optical absorption of  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  from 10 to 55000  $\text{cm}^{-1}$  wave numbers. *Phys. Rev. A*, **177**:1308, (1969).
- [69] T. Y. Fan and R. L. Byer. Modelling and CW Operation of a Quasi-Three-Level 946 nm Nd:YAG Laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**:605, (1987).

- [70] W. P. Risk and W. Lenth. Room-temperature, continuous-wave, 946-nm Nd:YAG laser pumped by laser-diode-arrays and intracavity frequency doubling to 473 nm. *Opt. Lett.*, **12**:993, (1987).
- [71] A. C. Nilsson, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Eigenpolarization Theory of Monolithic Nonplanar Ring Oscillators. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25**:767, (1989).
- [72] H. Meissner. Composites made from single crystal substances. US Patent 5,441,803, Onyx Optics Inc., (1995).
- [73] H. Meissner. Composite solid state lasers of improved efficiency and beam quality. US Patent 5,563,899, Onyx Optics Inc., (1996).
- [74] M. Bode, I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Frequency-tunable 500-mW continuous-wave all-solid-state single-frequency source in the blue spectral region. *Opt. Lett.*, **22**:1220, (1997).
- [75] P. Rottengatter. *Simultane Frequenz- und Amplitudenstabilisierung monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser hoher Leistung*. Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [76] C. C. Harb, M. B. Gray, H.-A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag, and H. Welling. Suppression of the intensity noise in a diode-pumped Neodymium:YAG nonplanar ring laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-30**:2907, (1994).
- [77] A. Arie, S. Schiller, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Absolute frequency stabilization of diode-laser-pumped Nd:YAG laser to hyperfine transitions in molecular iodine. *Opt. Lett.*, **17**:1204, (1992).
- [78] H. G. Danielmeyer. *Progress in Nd:YAG-Lasers*, volume 4 of *Lasers: A Series of Advances*. Marcel Dekker, 1976.
- [79] A. Owyong and P. Esherick. Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, **12**:999, (1987).
- [80] T. J. Kane and E. A. P. Cheng. Fast frequency tuning and phase locking of diode-pumped Nd:YAG ring lasers. *Opt. Lett.*, **13**:970, (1988).
- [81] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby masers. *Nature*, **187**:493, (1969).
- [82] F. C. Zumsteg, J. D. Bierlein, and T. E. Gier.  $K_x\text{Rb}_{1-x}\text{TiOPO}_4$ : a new nonlinear optical material. *J. Appl. Phys.*, **47**:4980, (1976).
- [83] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin. New nonlinear-optical crystal:  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ . *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**:616, (1989).

- [84] J. L. Nightingale, W. J. Silva, G. E. Reade, A. Rybicki, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer. Fifty percent conversion efficiency second harmonic generation in magnesium oxide doped lithium niobate. *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **681**:20, (1986).
- [85] W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, and R. L. Byer. Second harmonic generation of a cw diode-pumped Nd:YAG laser using an externally resonant cavity. *Opt. Lett.*, **12**:1014, (1987).
- [86] W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, and R. L. Byer. Efficient Second Harmonic Generation of a Diode-Laser-Pumped CW Nd:YAG Laser Using Monolithic MgO:LiNbO<sub>3</sub> External Resonant Cavities. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-24**:913, (1988).
- [87] D. A. Bryan, R. R. Rice, R. Gerson, H. E. Tomaschke, K. L. Sweeney, and L. E. Halliburton. Magnesium-doped lithium niobate for higher optical power applications. *Opt. Eng.*, **24**:138, (1985).
- [88] G. J. Edwards and M. Lawrence. A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate. *Opt. Quantum Electron.*, **16**:373, (1984).
- [89] R. C. Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan, and R. L. Byer. Absolute and Relative Nonlinear Optical Coefficients of KDP, KD\*P, BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, LiIO<sub>3</sub>, MgO:LiNbO<sub>3</sub>, and KTP measured by Phase-Matched Second-Harmonic Generation. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26**:922, (1990).
- [90] B. Boulanger, J. P. Feve, G. Marnier, C. Bonnin, P. Villeval, and J. J. Zondy. Absolute measurement of quadratic nonlinearities from phase-matched second-harmonic generation in a single KTP crystal cut as a sphere. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**:1380, (1997).
- [91] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito. Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**:2268, (1997).
- [92] F. Xie, B. Wu, G. You, and C. Chen. Characterization of LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub> crystal for second-harmonic generation. *Opt. Lett.*, **16**:1237, (1991).
- [93] K. Kato. Temperature Tuned 90° Phase-Matching properties of LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-30**:2950, (1994).
- [94] B. Boulanger, M. M. Fejer, R. Blachman, and P. F. Bordui. Study of KTiOPO<sub>4</sub> gray tracking at 1064, 532, and 355 nm. *Appl. Phys. Lett.*, **65**:2401, (1994).
- [95] M. P. Scripsick and G. E. Ruland. Laser Induced Optical Damage in KTP. In W. R. Bosenberg and M. M. Fejer, editors, *Advanced Solid State Lasers 1998*, volume 19 of *OSA Trends in Optics and Photonics*, page 85, Coeur d'Alene, ID, 1998.

- [96] K. Schneider, S. Schiller, J. Mlynek, M. Bode, and I. Freitag. 1.1-W single-frequency 532-nm radiation by second-harmonic generation of a miniature Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, **21**:1999, (1996).
- [97] A. Arie, M. L. Bortz, M. M. Fejer, and R. L. Byer. Iodine spectroscopy and absolute stabilization with the second harmonic of the 1319-nm Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, **18**:1757, (1993).
- [98] H. Schnatz. Private Mitteilung, (1998). Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig.
- [99] J. Czarske and H. Müller. Multicomponent heterodyne laser Doppler anemometer using a chirp-modulated Nd:YAG ring laser and fibre delay lines. *Electron. Lett.*, **31**:1428, (1995).
- [100] G. Hollemann. *Ein diodengepumpter Nd:YAG Laser für ein Indium-Frequenznormal*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1993.
- [101] G. Hollemann, E. Peik, and H. Walther. Frequency-stabilized diode-pumped Nd:YAG laser at 946 nm with harmonics at 473 and 237 nm. *Opt. Lett.*, **19**:192, (1994).
- [102] D. J. Gettemy, W. C. Harker, G. Lindholm, and N. Barnes. Some Optical Properties of KTP,  $\text{LiIO}_3$ , and  $\text{LiNbO}_3$ . *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-24**:2231, (1988).
- [103] D. N. Nikogosyan. Beta Barium Borate (BBO), A Review of Its Properties and Applications. *Appl. Phys. A*, **52**:359, (1991).
- [104] B. Zysset, I. Biaggio, and P. Günter. Refractive indices of orthorhombic  $\text{KNbO}_3$ . I. Dispersion and temperature dependence. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**:380, (1992).
- [105] I. Biaggio, P. Kerkoc, L.-S. Wu, and P. Günter. Refractive indices of orthorhombic  $\text{KNbO}_3$ . II. Phase-matching configurations for nonlinear-optical interactions. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**:507, (1992).
- [106] B. Wyncke and F. Bréhat. Calculation of the effective second-order nonlinear coefficients along the phase matching directions in acentric orthorhombic biaxial crystals. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **22**:363, (1989).
- [107] F. Bréhat and B. Wyncke. Calculation of double-refraction walk-off angle along the phase-matching directions in non-linear biaxial crystals. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **22**:1891, (1989).
- [108] J.-C. Baumert. *Nichtlineare optische Eigenschaften und Anwendungen von  $\text{KNbO}_3$  Kristallen*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) Zürich, 1985.

- [109] Y. Mori, Y. K. Yap, M. Inagaki, S. Nakajima, A. Taguchi, W. L. Zhou, and T. Sasaki. High efficiency UV light generation by CLBO. In S. A. Payne and C. R. Pollock, editors, *Advanced Solid State Lasers 1996*, volume 1 of *OSA Trends in Optics and Photonics*, San Francisco, CA, 1996.
- [110] Y. K. Yap, M. Inagaki, S. Nakajima, Y. Mori, and T. Sasaki. High-power fourth- and fifth-harmonic generation of a Nd:YAG laser by means of a CsLiB<sub>6</sub>O<sub>10</sub> crystal. *Opt. Lett.*, **21**:1348, (1996).
- [111] M. Oka, N. Eguchi, H. Masuda, and S. Kubota. All-solid-state continuous wave 0.1-W ultraviolet laser. In *Conference on Lasers and Electro-Optics 92*, volume 6 of *OSA Technical Digest Series*, page 374, San Francisco, CA, 1992.
- [112] J. A. Giordmaine and R. C. Miller. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, **14**:973, (1965).
- [113] R. G. Smith, J. E. Geusic, H. J. Levinstein, J. J. Rubin, S. Singh, and L. G. Uitert. Continuous optical parametric oscillation in Ba<sub>2</sub>Nb<sub>5</sub>O<sub>15</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, **12**:308, (1968).
- [114] R. L. Byer, M. K. Oshman, J. F. Young, and S. E. Harris. Visible cw parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, **13**:109, (1968).
- [115] A. Yariv and W. H. Louisell. Theory of the optical parametric oscillator. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-2**:418, (1966).
- [116] R. G. Smith. A study of factors affecting the performance of a continuously pumped doubly resonant optical parametric oscillator. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9**:530, (1973).
- [117] R. C. Eckardt, C. D. Nabors, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer. Optical parametric oscillator frequency tuning and control. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**:646, (1991).
- [118] S. T. Yang, R. C. Eckardt, and R. L. Byer. Power and spectral characteristics of continuous-wave parametric oscillators: the doubly to singly resonant transition. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**:1684, (1993).
- [119] F. G. Colville and M. H. Dunn. Continuous-wave singly resonant, intracavity parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **22**:75, (1997).
- [120] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**:2102, (1995).

- [121] W. R. Bosenberg, A. Drobshoff, J. I. Alexander, L. E. Myers, and R.L. Byer. Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, **21**:713, (1996).
- [122] K. Schneider and S. Schiller. Narrow-linewidth, pump-enhanced singly-resonant parametric oscillator pumped at 532 nm. *Appl. Phys. B*, **65**:775, (1997).
- [123] K. Schneider, P. Kramper, S. Schiller, and J. Mlynek. Toward an optical synthesizer: a single-frequency parametric oscillator using periodically poled LiNbO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, **22**:1293, (1997).
- [124] W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, R. C. Eckardt, and R. L. Byer. Monolithic MgO:LiNbO<sub>3</sub> doubly resonant optical parametric oscillator pumped by a frequency-doubled diode-laser-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, **14**:66, (1989).
- [125] C. D. Nabors, R. C. Eckardt, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer. Efficient, single-axial-mode operation of a monolithic MgO:LiNbO<sub>3</sub> optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **14**:1134, (1989).
- [126] G. Breitenbach, S. Schiller, and J. Mlynek. 81 % Conversion efficiency in frequency-stable continuous wave parametric oscillation. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**:2095, (1995).
- [127] N. C. Wong. Optical frequency division using an optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **15**:1129, (1990).
- [128] T. Ikegami, S. Slyusarev, S. Ohshima, and E. Sakuma. Accuracy of an optical parametric oscillator as an optical frequency divider. *Opt. Commun.*, **127**:69, (1996).
- [129] J.J. Snyder, E. Giacobino, C. Fabre, A. Heidmann, and M. Ducloy. Sub-shot-noise measurements using the beat note between quantum-correlated photon beams. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 2132 (1990).
- [130] D. C. Gerstenberger and R. C. Wallace. Continuous-wave operation of a doubly resonant lithium niobate optical parametric oscillator system tunable from 966 to 1185 nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**:1681, (1993).
- [131] D. Lee and N. C. Wong. Stabilization and tuning of a doubly resonant optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**:1659, (1993).
- [132] M. J. Padgett, F. G. Colville, and M. H. Dunn. Mode Selection in Doubly-Resonant Optical Parametric Oscillators. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-30**:2979, (1994).
- [133] F. G. Colville, M. J. Padgett, and M. H. Dunn. Continuous-wave, dual-cavity, doubly resonant, optical parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, **64**:1490, (1994).



- [134] S. Schiller, G. Breitenbach, R. Paschotta, and J. Mlynek. Subharmonic-pumped continuous-wave parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, **68**:3374, (1996).
- [135] A. G. White, P. K. Lam, M. S. Taubman, M. A. M. Marte, S. Schiller, D. E. McClelland, and H.-A. Bachor. Classical and quantum signatures of competing  $\chi^{(2)}$  nonlinearities. *Phys. Rev. A*, **55**:4511, (1997).
- [136] K. Schneider and S. Schiller. Multiple conversion and optical limiting in a subharmonic-pumped parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **22**:363, (1997).
- [137] S. Schiller and R. L. Byer. Quadruply resonant optical parametric oscillation in a monolithic total-internal-reflection resonator. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**:1696, (1993).
- [138] A. J. Henderson, M. J. Padgett, J. Zhang, W. Sibbett, and M. H. Dunn. Continuous frequency tuning of a cw optical parametric oscillator through tuning of its pump source. *Opt. Lett.*, **20**:1029, (1995).
- [139] M. Bode, P. K. Lam, I. Freitag, A. Tünnermann, H.-A. Bachor, and H. Welling. Continuously-tunable doubly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, **148**:117, (1998).
- [140] J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and R. G. Smith. Improvement of Optical Parametric Oscillators by Nonresonant Pump Reflection. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-6**:797, (1970).
- [141] M. Tsunekane, S. Kimura, M. Kimura, N. Taguchi, and H. Inaba. Continuous-wave, broadband tuning from 788 to 1640 nm by a doubly resonant, MgO:LiNbO<sub>3</sub> optical parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, **72**:3414, (1998).
- [142] T. Ikegami, S. Slyusarev, S. Ohshima, and E. Sakuma. Long Term Operation of a CW Doubly Resonant Optical Parametric Oscillator. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**:2690, (1996).
- [143] M. Bode, I. Freitag, A. Tünnermann, H. Welling, P. K. Lam, and H.-A. Bachor. High power operation of a continuously-tunable doubly resonant optical parametric oscillator. In W. R. Bosenberg and M. M. Fejer, editors, *Advanced Solid State Lasers 1998*, volume 19 of *OSA Trends in Optics and Photonics*, page 110, Coeur d'Alene, ID, 1998.
- [144] G. J. Friel, R. S. Conroy, A. J. Kemp, B. D. Sinclair, and J. M. Ley. Q-switching of a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser using a quadrupole electro-optic deflector. *Appl. Phys. B*, **67**:267, (1998).
- [145] J. J. Zayhowski and P. L. Kelley. Optimization of Q-switched lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-27**:2220, (1991).

- [146] H. T. Powell and G. J. Wolga. Repetitive passive  $Q$ -switching of single-frequency lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-7**:213, (1971).
- [147] G. Xiao and M. Bass. A Generalized Model for Passively  $Q$ -Switched Lasers Including Excited State Absorption in the Saturable Absorber. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-33**:41, (1997).
- [148] J. A. Morris and C. R. Pollock. Passive  $Q$ -switching of a diode-pumped Nd:YAG laser with a saturable absorber. *Opt. Lett.*, **15**:440, (1990).
- [149] I. V. Klimov, M. Y. Nikolski, V. B. Tsvetkov, and I. A. Shcherbakov. Passive  $Q$ -switching of pulsed Nd<sup>3+</sup> lasers using YSGG:Cr<sup>4+</sup> crystal switches exhibiting phototropic properties. *Sov. J. Quantum Electron.*, **22**:603, (1992).
- [150] E. Munin, A. B. Villaverde, X. X. Zhang, and M. Bass. Broadband, intensity dependent absorption in tetravalent chromium-doped crystals. *Appl. Phys. Lett.*, **63**:1739, (1993).
- [151] Y. Shimony, Z. Burshtein, A. Ben-Amar Baranga, Y. Kalisky, and M. Strauss. Repetitive  $Q$ -Switching of a CW Nd:YAG Laser Using Cr<sup>4+</sup>:YAG Saturable Absorbers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-32**:305, (1996).
- [152] A. Agnesi, S. Dell'Acqua, C. Morello, G. Piccinno, G. C. Reali, and Z. Sun. Diode-Pumped Neodymium Lasers Repetitively  $Q$ -Switched by Cr<sup>4+</sup>:YAG Solid-State Saturable Absorbers. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **3**:45, (1997).
- [153] Y. Tsou, E. Garmire, W. Chen, M. Birnbaum, and R. Asthana. Passive  $Q$ -switching of Nd:YAG lasers by use of bulk semiconductors. *Opt. Lett.*, **18**:1514, (1993).
- [154] T. T. Kajava and A. L. Gaeta.  $Q$ -switching of a diode-pumped Nd:YAG laser with GaAs. *Opt. Lett.*, **21**:1244, (1996).
- [155] R. Hua, L. Qian, T. Zhi, and X. Deng. Short pulse generation in a Nd:YAG laser by silicon. *Opt. Commun.*, **143**:47, (1997).
- [156] J. J. Zayhowski and C. Dill III. Diode-pumped passively  $Q$ -switched picosecond microchip lasers. *Opt. Lett.*, **19**:1427, (1994).
- [157] J. J. Zayhowski. Ultraviolet generation with passively  $Q$ -switched microchip lasers. *Opt. Lett.*, **21**:588, (1996).
- [158] S. Li, S. Zhou, P. Wang, and Y. Chen. Self- $Q$ -switched diode-end-pumped Cr,Nd:YAG laser with polarized output. *Opt. Lett.*, **18**:203, (1993).

- [159] B. Braun and U. Keller. Single-frequency  $Q$ -switched ring laser with an antiresonant Fabry-Perot saturable absorber. *Opt. Lett.*, **20**:1020, (1995).
- [160] J. J. Degnan. Optimization of Passively  $Q$ -Switched Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**:1890, (1995).
- [161] Y. F. Chen. Passive  $Q$ -Switching of an Intracavity Frequency Doubled Diode-Pumped Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP Green Laser with Cr<sup>4+</sup>:YAG. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**:1481, (1997).
- [162] T. T. Kajava and A. L. Gaeta. Intra-cavity frequency-doubling of a Nd:YAG laser passively  $Q$ -switched with GaAs. *Opt. Commun.*, **137**:93, (1997).
- [163] J. Bartschke, K.-J. Boller, R. Wallenstein, I. V. Klimov, V. B. Tsvetkov, and I. A. Shcherbakov. Diode-pumped passively  $Q$ -switched self-frequency-doubling Nd:YAB laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**:3452, (1997).
- [164] P. K. Lam, I. Freitag, M. Bode, A. Tünnermann, and H. Welling. High average power  $Q$ -switched second harmonic generation with diode-pumped Nd:YAG laser. *Electron. Lett.*, **34**:666, (1998).
- [165] D. Eimerl. High Average Power Harmonic Generation. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**:575, (1987).
- [166] J. Knittel and A. H. Kung. 39.5 % conversion of low-power  $Q$ -switched Nd:YAG laser radiation to 266 nm by use of a resonant ring cavity. *Opt. Lett.*, **22**:366, (1997).
- [167] A. H. Kung, Lee Jr-i, and P.-J. Chen. An efficient all-solid-state ultraviolet laser source. *Appl. Phys. Lett.*, **72**:1542, (1998).
- [168] M. Bode, S. Spiekermann, C. Fallnich, H. Welling, and I. Freitag. Ultraviolet single-frequency pulses with 110 mW average power using frequency-converted passively  $Q$ -switched miniature Nd:YAG ring lasers. *Appl. Phys. Lett.*, **73**:714, (1998).
- [169] K. Piglmayer, E. Arenholz, C. Ortwein, N. Arnold, and D. Bäuerle. Single-pulse ultraviolet laser-induced surface modification and ablation of polyimide. *Appl. Phys. Lett.*, **73**:847, (1998).
- [170] I. Freitag, M. Bode, A. Tünnermann, H. Welling, K. Schneider, S. Schiller, and J. Mlynek. Intensity and frequency stable light sources with high single-frequency output power in the visible spectral region. In C. R. Pollock and W. R. Bosenberg, editors, *Advanced Solid State Lasers 1997*, volume 10 of *OSA Trends in Optics and Photonics*, page 50, Orlando, FL, 1997.

- [171] M. Bode, I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Frequency tunable light sources with high single-frequency output power in the green and blue spectral region. In *Conference on Lasers and Electro-Optics 97*, volume 11 of *OSA Technical Digest Series*, page 374, Baltimore, MD, 1997.
- [172] M. Bode, S. Spiekermann, A. Tünnermann, F. v. Alvensleben, H. Welling, and I. Freitag. Frequency quadrupled passively  $Q$ -switched miniature Nd:YAG ring laser with 110 mW average power at 266 nm in single-frequency operation. In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 98*, Technical Digest, page 69, Glasgow, 1998.
- [173] M. Bode, C. Fallnich, H. Welling, and I. Freitag. Abstimmbare Einfrequenz-Strahlquellen hoher Stabilität im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich. *Laser und Optoelektronik*, **30**(5):41, (1998).
- [174] M. Bode, S. Spiekermann, A. Tünnermann, H. Welling, and I. Freitag. Actively and passively  $Q$ -switched miniature Nd:YAG ring laser with high average power in single-frequency operation. In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 98*, Technical Digest, page 26, Glasgow, 1998.
- [175] M. Bode. *Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Hochleistungs-Nd:YAG-Lasern, die mit fasergekoppelten Diodenlasern angeregt werden*. Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover e.V., 1995.
- [176] I. Freitag, M. Bode, J. Czarske, and A. Tünnermann. Efficient single-frequency light sources with emission wavelengths from the visible to the infrared spectral region. In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 96*, Technical Digest, page 282, Hamburg, 1996.
- [177] K. Schneider, S. Schiller, J. Mlynek, M. Bode, I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. 780 mW single-frequency radiation at 532 nm by second harmonic generation of a miniature Nd:YAG ring laser. In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 96*, Technical Digest, page 349, Hamburg, 1996.
- [178] S. Spiekermann, M. Bode, C. Fallnich, H. Welling, and I. Freitag. Actively  $Q$ -switched miniature Nd:YAG ring laser in single-frequency operation. *Electron. Lett.*, **34**:2246, (1998).

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen bereits vorveröffentlicht:

[177], [176], [96], [170], [171], [74], [143], [139], [164], [168], [174], [172], [173] und [178].

# Danksagung

Diese Dissertation wurde am Laser Zentrum Hannover e. V. durchgeführt. Teilaspekte der hier vorgestellten Arbeiten wurden gefördert durch das Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (bmb+f) unter dem Förderkennzeichen 13 N 6689. Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Herbert Welling für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit, diese Arbeit am Laser Zentrum Hannover e. V. durchführen zu können sowie für sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden nur möglich durch die tatkräftige Unterstützung zahlreicher Personen, sei es durch die Weitergabe von Erfahrungen, interessante Diskussionen oder direkte praktische Hilfestellung. Mein besonderer Dank gilt daher: Herrn Dr. Ingo Freitag für die ausgezeichnete Zusammenarbeit in diesem Forschungsprojekt, den Aufbau und die Bereitstellung der eingesetzten Miniatur-Ringlaser, zahllose hilfreiche Diskussionen und kompetente Anregungen. Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann und Herrn Dr. Carsten Fallnich für die Schaffung ausgezeichneter Arbeitsbedingungen in der Abteilung Entwicklung sowie viele interessante Ideen. Herrn Oliver Dölle für die Entwicklung und den Aufbau der Stabilisierungselektronik sowie zahllose hilfreiche Tips. Herrn Dr. Holger Zellmer und Herrn Dr. Peter Rottengatter für die geduldige Beantwortung meiner Fragen zu den Themen Elektronik und Laser-Stabilisierung. Herrn Stefan Spiekermann für die tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten mit den gütegeschalteten Lasern und seine ungewöhnlichen Ideen. Frau Ingar Pauli und der Abteilung Laserkomponenten für eine Vielzahl dielektrischer Beschichtungen. Allen Mitarbeitern der Abteilung Entwicklung des Laser Zentrums Hannover e. V. danke ich für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Wissenschaftlicher Fortschritt lebt vom Austausch zwischen verschiedenen Arbeitsgruppen. Zu Beginn dieser Arbeit hatte ich das Privileg, für zwei Monate als Gastwissenschaftler an der Universität Konstanz in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Jürgen Mlynek und Prof. Dr. Stephan Schiller mitzuarbeiten und viele Erfahrungen auf dem Gebiet der nichtlinearen Optik zu sammeln. Mein besonderer Dank gilt hier Herrn Klaus Schneider, der leider viel zu früh durch einen tragischen Unfall aus diesem Leben gerissen wurde, für seine Einführung in die Welt der resonanten Frequenzkonversion. Herrn Ping Koy Lam von der Australian National University danke ich für seine Unterstützung beim Aufbau des doppeltresonanten OPOs in Hannover sowie für zahllose interessante Diskussionen über die Quantennatur des Lichts.



# Lebenslauf

Name:	Markus Bode
Geburtsdatum:	17.03.1970
Geburtsort:	Hildesheim
Eltern:	Heinrich Bode Elsbeth Bode, geb. Reißling
1976 - 1980	Besuch der Grundschule Nord in Hildesheim
1980 - 1989	Besuch des Gymnasiums Andreanum in Hildesheim Abschluß mit dem Abitur
1989 - 1990	Grundwehrdienst
1990 - 1995	Studium der Physik an der Universität Hannover Abschluß mit dem Diplom
Jan. - Feb. 1996	Forschungsaufenthalt an der Universität Konstanz, Lehrstuhl Prof. Dr. J. Mlynek
Seit 1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e. V.

